PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 9 — 1. Mai 1934 — Redaktionsschluß für Nr. 11 am 14. Mai 1934. — 35. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

E. O. Wollan, Eine Filtermethode zur Bestimmung der Breite der Compton-Linie bei festen und gasförmigen Streukörpern. S. 353.

A. M. Lewitsky, Die langwellige ultrarote Strahlung des Funkens hoher Frequenz. S. 361.

G. A. Suckstorff, Bericht über die Messungen der Höhenstrahlung während der Fahrt des Freiballons „Deutschland" am 24. März 1933. S. 368.

F. Lüdi, Bemerkung zu dem Artikel von A. Gehrts: „Der Stromübergang im Quecksilberlichtbogen (Niederspannungsbogen)." S. 373.

A. Gehrts, Der Stromübergang im Quecksilberlichtbogen. (Erwiderung auf die vorstehenden Bemerkungen des Herrn Lüdi.) S. 374.

H. Pätzold, Erwiderung auf die Arbeit von N. N. Malov: „Zur Frage der selektiven Erwärmung der Gewebe bei Ultrakurzwellen." S. 376.

N. N. Malov, Entgegnung auf die Erwiderung von H. Pätzold. S. 377.

Berichte:

W. Steinhaus und A. Kußmann, Neuere Entwicklung der Dauermagnetstähle. S. 377.

Besprechungen:

F. Auerbach, Das naturwissenschaftliche Weltbild. S. 382.

P. Bricout, Microénergétique. S. 382.

W. Kuhn und K. Freudenberg, Drehung der Polarisationsebene des Lichtes. S. 383.

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. XVII, 2 und 3. S. 383.

Nachrichten. S. 384.

ABHANDLUNGEN.

Eine Filtermethode zur Bestimmung der Breite der Compton-Linie bei festen und gasförmigen Streukörpern[1]).

Von E. O. Wollan[2]).

Zusammenfassung.

L. de Broglie, Wentzel und Jauncey haben die Verbreiterung der Compton-Linie als Dopplereffekt an den streuenden Elektronen gedeutet. Du Mond und Kirkpatrick[3]) und ebenso Bearden[4]) haben die Form und Breite der verschiedenen Linien bei Streuung an festen Substanzen (*Be, C, Al*) gemessen und gezeigt, daß die Breite der Compton-Linie ungefähr übereinstimmt mit der zu erwartenden Fermischen Geschwindigkeitsverteilung der freien Elektronen im untersuchten Leiter. Es ist bisher nicht gelungen, die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im freien Einzelatom direkt zu messen. Die in dieser Arbeit entwickelte Methode, die in der Verwendung von drei passend gewählten Absorptionsfiltern besteht, gestattet es, die Breite und die Form der Compton-Linie für gasförmige Streustrahler direkt zu bestimmen und daraus Schlüsse zu ziehen auf die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im freien Atom oder Molekül.

1) Vorgetragen auf der Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Altorf am 2. September 1933.

2) National Research Fellow.

3) Du Mond u. Kirkpatrick, Rev. Sc. Instr. **1**, 88, 1930; Rev. of Mod. Phys. **5**, 19, 1933.

4) Bearden, Phys. Rev. **36**, 797, 1930.

Einleitung.

Läßt man monochromatische Strahlung auf Atome fallen, so wird sie zum Teil mit unveränderter Wellenlänge, zum Teil mit längerer Wellenlänge gestreut. Die Wellenlängenänderung hängt nach Compton und Debye in bekannter Weise nach der Formel

$$\delta\lambda = \frac{h}{mc} \cdot 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

vom Streuwinkel φ ab; $\delta\lambda$ ist unabhängig von der Primärwellenlänge. Bei dieser Formel ist das streuende Elektron vor dem Streuprozeß als ruhend vorausgesetzt. Wenn das Elektron in Bewegung ist, so tritt eine weitere Wellenlängenänderung auf, die dem Doppler-Effekt entspricht. Solange die Wellenlängenänderung klein ist gegen die Wellenlänge selbst, darf man für die gesamte beim Compton-Prozeß auftretende Wellenlängenänderung mit der Formel

$$\delta\lambda = \frac{h}{mc} 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \lambda \frac{2v}{c} \cos\alpha \sin \frac{\varphi}{2}$$

rechnen. v ist die Geschwindigkeit des Elektrons. Die Bedeutung der andern Buchstaben geht aus umstehender Figur 1 hervor. Weil im

Atom alle möglichen Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsrichtungen vorkommen, hat man ein Kontinuum von Compton-Wellenlängen

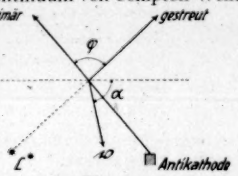

Fig. 1.

zu erwarten, welches sich um die Compton-Linie für ruhende Elektronen ausbreitet, d. h. man erhält für einfallende monochromatische Strahlung eine verbreiterte Compton-Linie. Weil $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$ proportional zu $\frac{v}{c}$, und v für die Elektronen im Atom von der Größenordnung 10^8 ist, muß die Verbreiterung der Compton-Linie ziemlich groß sein. Wenn keine Geschwindigkeitsrichtung bevorzugt ist, ist die Breite der Compton-Linie gegeben durch die Beziehung:

$$\Delta\lambda = \lambda \cdot \frac{4v}{c} \cdot \sin\frac{\varphi}{2}.$$

Wenn außerdem alle möglichen Absolutwerte der Geschwindigkeit vorhanden sind, entsteht durch Superposition der Intensitäten eine ganz bestimmte Intensitätsverteilung in der Compton-Linie.

Man kann also einerseits bei gegebener Geschwindigkeitsverteilung im Atom die Form und Breite der verschobenen Linie berechnen, andererseits umgekehrt aus der gemessenen Intensitätsverteilung in der Compton-Linie die Geschwindigkeitsverteilung im Atom erschließen.

Du Mond und Kirkpatrick und ebenso Bearden haben als erste mit Erfolg die Intensitätsverteilung in der Compton-Linie bestimmt. Die nötigen experimentellen Hilfsmittel sind wegen der geringen Intensität und dem nötigen hohen Auflösungsvermögen allerdings bedeutende. So wurde in der erstgenannten Arbeit der bekannte Multispektrograph benutzt, bei welchem 50 Kristallspektrographen so justiert waren, daß die von denselben erzeugten Spektrallinien genau in eine einzige zusammenfielen. Die nötigen Belichtungszeiten betrugen dabei trotz der vielfachen Reflexion bis über 1000 Stunden.

In der vorliegenden Arbeit wird nun ein Dreifilterverfahren beschrieben, welches ebenfalls gestattet, die Intensitätsverteilung in der Compton-Linie zu bestimmen. Dieses Verfahren ist so lichtstark, daß die Messungen bei festen Körpern nicht die geringste Schwierigkeit bereiten und sehr einfach sind. Es gestattet aber auch, die Messungen an Gasen vorzunehmen. Dies ist von großem Vorteil, weil die Atome und Moleküle im Gase frei sind und interatomare Interferenzen entfallen. Man bekommt so die Elektronengeschwindigkeitsverteilung im freien Atom oder Molekül.

Experimentelles.

Bau und Eichung der Filter wurde in einer früheren Arbeit[1]), welche sich mit der Intensität der Compton-Strahlung befaßt, besprochen. Die Filter bestehen aus den Oxyden der Elemente *Zr*, *Yt* und *Sr*, für welche die Absorptionskanten bei den Wellenlängen $\lambda = 0{,}6872$ Å bzw. $\lambda_2 = 0{,}7255$ Å, bzw. $\lambda_3 = 0{,}7693$ Å liegen. Die fein pulverisierten Oxyde dieser Elemente werden mit Paraffin als Bindemittel zu flachen Scheiben gepreßt. Dieses Filtertriplet ist geeignet bei Verwendung von MoK_α-Strahlung von etwa 0,71 Å Wellenlänge. Für jedes Filter wurde die Intensität der hindurchgelassenen Strahlung als Funktion der Wellenlänge mittels eines Kristallspektrometers bestimmt. Die Dicke der Filter wurde durch Ausprobieren so festgelegt, daß die Intensität der hindurchgelassenen Strahlung außerhalb des Gebietes der Absorptionskanten bei allen Filtern für gleiche Wellenlänge gleichen Absolutwert hatte, wie aus Fig. 2 ersichtlich ist.

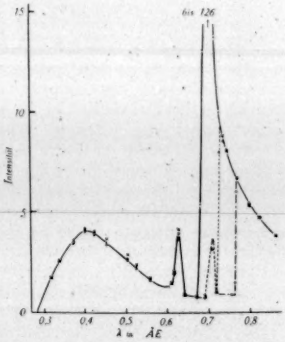

Fig. 2.

Das hindurchgelassene Bremsspektrum ist für alle drei Filter fast genau gleich. Entsprechend der Lage der Absorptionskanten wird das MoK_α-Dublet vom *Zr*-Filter gut durchgelassen, von den andern beiden Filtern dagegen absorbiert. Auch zwischen den Absorptionskanten des *Yt*- und des *Sr*-Filters liegt ein

1) E. O. Wollan, Phys. Rev. **48**, 955, 1933.

Wellenlängenbereich, für welchen die Strahlung vom ersten Filter nur schwach, vom letzteren dagegen stark absorbiert wird.

Wenn die Gesamtstrahlung, die von der Molybdänantikathode ausgeht, auf den Streukörper fällt und man die Intensität der durch jedes der drei Filter hindurchgelassenen Streustrahlung mißt, so entspricht die Differenz der Ablesungen für *Zr* und *Yt*-Filter der Intensität der gestreuten K_a-Linien. Da bei einem Streuwinkel von etwa 120° die Compton-Linie zwischen den Absorptionskanten des *Yt* und des *Sr* liegt, gibt die Differenz der Ablesungen für diese beiden Filter die Intensität der verschobenen Linie.

Zwischen $\varphi = 0°$ und $\varphi = 120°$ muß ein Streuwinkel auftreten, bei welchem das Maximum der Compton-Linie aus dem Gebiet zwischen den Absorptionskanten des *Zr* und *Yt* in das Gebiet zwischen denen des *Yt* und *Sr* übergeht. Mit wachsendem Winkel kommt die Compton-Linie allmählich unter der Absorptionskante *Yt* hervor. Wegen dieser Verschiebung der Compton-Linie über die Absorptionskante des *Yt*-Filters ließ sich die im folgenden beschriebene Methode zur Bestimmung der Breite der Compton-Linie entwickeln.

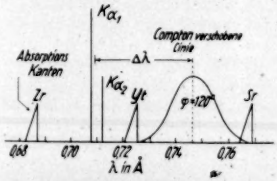

Fig. 3.

Die gegenseitige Lage der Wellenlängen der Absorptionskanten der drei Filter, der $MoK_{\alpha 1}$- und $K_{\alpha 2}$-Linien und der Compton-Linie bei einem Streuwinkel von 120°, sowie deren angenäherte Form, ist in Fig. 3 dargestellt. Man sieht, daß die Compton-Linie so breit ist, daß sie die zu $K_{\alpha 1}$ und $K_{\alpha 2}$ gehörenden Linien einschließt, aber doch so schmal, daß sie ganz in dem Bereich zwischen den Absorptionskanten des *Yt* und *Sr* Platz hat.

Zur Veranschaulichung der Überlegungen, welche unserer Methode zugrunde liegen, diene Fig. 4, welche die $MoK_{\alpha 1}$- und $K_{\alpha 2}$-Linien, die Absorptionskante von *Yt* und die Lage und ungefähre Breite der Compton-Linie bei einem Streuwinkel von etwa 60° darstellt. Da $\Delta\lambda$ von 0 XE. bei $\varphi = 0$ bis auf 48,6 XE. bei $\varphi = 180°$ anwächst, muß sich die Compton-Linie mit wachsendem Winkel φ allmählich über die Grenze λ_2 verschieben. Mit Hilfe unserer drei Filter kann man die Intensität der Strahlung im Wellenbereich zwischen λ_1 und λ_2 sowie zwischen λ_2 und λ_3 bestimmen. Der erstere Betrag entspricht der unverschobenen Linie zuzüglich dem Bruchteil der Intensität der Compton-Linie,

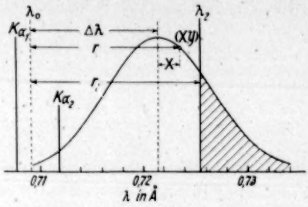

Fig. 4.

welcher links von der Grenze λ_2 liegt, der zweite Betrag entspricht dem rechts der Grenze λ_2 gelegenen restlichen Teil der Intensität der Compton-Strahlung.

Der Winkelbereich, innerhalb dessen die Verschiebung der Compton-Linie über diese Grenze λ_2 vor sich geht, ist von der Breite und Form der Compton-Linie abhängig.

Theoretisches zur Berechnung der Linienbreite.

Für eine Annäherungsrechnung machen wir zweckmäßig die einfachste Annahme über die Form der Compton-Linie: Wir nehmen an, sie hätte eine Intensitätsverteilung entsprechend der Gaußschen Fehlerkurve. Die Theorie gibt zwar für die Form die Funktion

$$[1 + \sin^4(a \sin \varphi)]^{-1},$$

aber die Experimente Du Monds stimmen mit einer Fehlerkurve ziemlich gut überein. Die Fehlerkurve fällt vielleicht ein wenig schneller ab als die experimentelle Intensitätsverteilung; aber der Unterschied dürfte kaum größer sein

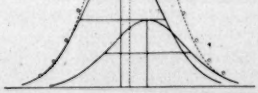

Fig. 5.

als die Meßfehler. Da die Messung die Summe der beiden Komponenten α_1 und α_2 des α-Dublets liefert, ist es notwendig zu wissen, in welcher Beziehung diese Summe zu der Form der Komponenten steht. In Fig. 5 sind die

beiden Komponenten in der Form von Fehlerkurven mit einer Halbwertsbreite dargestellt, die ungefähr ihrem dreifachen gegenseitigen Abstand entspricht. Es ergibt sich auf diese Weise eine Halbwertsbreite der Einzelkomponente von etwa 10 XE. Das in Fig. 5 gezeichnete Verhältnis von Breite der Linien zu ihrem gegenseitigen Abstand findet sich bei unseren Messungen realisiert bei einem Streuwinkel von etwa 60°.

Die Superposition der Kurven für die beiden Komponenten (durch die Kreise in Fig. 5 dargestellt), läßt sich wiederum genügend genau durch eine Fehlerkurve wiedergeben, welche bei halbem Intensitätsmaximum dieselbe Halbwertsbreite aufweist, wie die beiden Komponenten. Wenn also die Compton-Linie eine Breite von mindestens 12 XE. aufweist (und dies ist, wie das Experiment zeigt, der Fall), dann ist ihre Breite und Form so, als rühre sie von einer einzigen Primärwellenlänge her, welche zwischen der $K_{\alpha 1}$- und $K_{\alpha 2}$-Linie, im „Schwerpunkt" ihrer Intensität liegt. Diese Wellenlänge λ_0 ist in Fig. 5 durch die gestrichelte Linie dargestellt.

Schreiben wir also für die Intensität der Compton-Linie

$$y = A\, e^{-n^2 x^2} \tag{1}$$

so hängt n mit der Halbwertsbreite ω der Linie durch

$$n = \frac{2\sqrt{\log 2}}{\omega} = \frac{1{,}66}{\omega} \tag{2}$$

zusammen. Die Konstante A der Gleichung (1) kann als Funktion der Integralintensität der Linie ausgedrückt werden, da

$$I_{\text{Compton}} = 2\int_0^\infty y\, dx = \frac{A\sqrt{\pi}}{n}. \tag{3}$$

Es ist:

$$A = \frac{n\, I_{\text{Compton}}}{\sqrt{\pi}}. \tag{4}$$

Wie Fig. 4 zeigt, kann ein Punkt mit den Koordinaten (x, y), bezogen auf die Mitte der Compton-Linie, durch die Koordinaten (r, y), bezogen auf den Schwerpunkt λ_0 der $K_{\alpha 1}$- und $K_{\alpha 2}$-Linien, dargestellt werden. Zwischen den Koordinaten x und r besteht die Beziehung $x = r - \Delta\lambda$. In Gleichung (1) eingesetzt, erhält man

$$y = \frac{I_C}{\sqrt{\pi}}\, n \cdot e^{-n^2(r-\Delta\lambda)^2}. \tag{5}$$

Schließlich ergibt sich der in Fig. 4 schraffiert dargestellte Teil der Intensität der Linie, welcher bei irgendeinem Streuwinkel φ rechts von der Absorptionskante des Yt liegt, zu

$$I = \frac{I_C}{\sqrt{\pi}}\, n \int_{r=r_1}^{r=\infty} e^{-n^2(r-\Delta\lambda)^2}, \tag{6}$$

wobei $r_1 = \lambda_2 - \lambda_0$.

Auf der Messung dieses Intensitätsanteils des verschobenen Anteils unter verschiedenen Winkeln beruht die Bestimmung der Linienbreite. Man untersucht also, wie die Compton-Linie mit wachsendem Streuwinkel aus der Absorptionskante des Filters hervortritt.

Eine zweckmäßigere Form erhält diese Gleichung, wenn wir wieder $r - \Delta\lambda = x$ setzen. Die untere Grenze des Integrals wird dann eine Funktion des Streuwinkels:

$$x_1 = r_1 - \Delta\lambda = [\lambda_2 - \lambda_0 - \Delta\lambda] \tag{7}$$

und Gleichung (6) kann in folgender Form geschrieben werden:

$$I = \frac{I_C}{\sqrt{\pi}} \int_{(n x_1)}^{\infty} e^{-(n x)^2} d(n x) \tag{8}$$

mit der Variabeln $(n x)$. Diese Form der Gleichung ist am bequemsten zur Berechnung der Intensität I als Funktion des Streuwinkels.

Angenommen, die Compton-Linie hätte die Breite $\omega = 0$, so wäre $n = \infty$. Ist x_1 positiv, so sind beide Grenzen der Integration $+\infty$ und daher $I = 0$. Ist x_1 negativ, so sind die Grenzen $-\infty$ und $+\infty$ und somit $I = I_C$. Nun zeigt aber Gleichung (7), daß $x_1 = 0$ wird, bei einem Streuwinkel von 70°. Der Wert von I würde daher Null für alle Streuwinkel kleiner als 70° und $I = I_C$ für alle Winkel größer als 70°.

In Wirklichkeit ist die Compton-Linie aber sehr breit; daher ändert die Intensität I sich allmählich, wenn man von kleineren zu größeren Streuwinkeln übergeht.

Du Mond hat gezeigt, daß die Breite der Compton-Linie mit wachsendem Streuwinkel, wie zu erwarten, angenähert mit $\lambda \sin\varphi/2$ zunimmt, da in unserem Fall $\lambda = \text{const.}$ ist, also wie $\sin\varphi/2$. Nach der obigen Betrachtung ist einleuchtend, daß für den Fall einer sehr schmalen Linie eine Messung mit den drei Filtern uns keinen Anhaltspunkt über die Breite der Linie in Funktion des Streuwinkels liefern würde. Ist dagegen die Compton-Linie breit, so überschreitet sie die Absorptionskante λ_2 mit wachsendem Winkel stetig, und sie ist erst völlig zum Vorschein gekommen, wenn ein großer Winkelbereich überstrichen worden ist. Nach Gleichung (8) ist eine Bestimmung der Linienbreite in Funktion des Streuwinkels aus den Intensitätsmessungen möglich, denn jedem Wert von

I bei einem bestimmten Streuwinkel φ entspricht ein Wert n. Der wirklichen Breite der Compton-Linie entsprechend sind Messungen der Breite in Funktion des Streuwinkels im Bereich von 60–90° möglich. Es ergibt sich wirklich experimentell eine Abhängigkeit entsprechend $\sin \varphi/2$. Diese Abhängigkeit kann als experimentell bewiesen angesehen werden.

Ist ω_π die Breite beim Streuwinkel 180°, dann ist

$$\omega = \omega_\pi \sin \varphi/2 \qquad (9)$$

Der in Gleichung (2) definierte Wert von n kann hiermit geschrieben werden:

$$n = \frac{1{,}66}{\omega_\pi \sin \varphi/2}. \qquad (10)$$

Gleichung (8) enthält die Größe I_C, welche ebenfalls eine Funktion des Streuwinkels ist und welche wir für die Bestimmung der Breite der Compton-Linie kennen müssen. In einer früheren Arbeit[1]) des Verfassers wurde I_C gemessen, und es wurde gezeigt, daß die Berechnung von I_C auf Grund der Wellenmechanik unter Verwendung des Atomformfaktors nach Hartree bei Streuung an Gasen in guter Übereinstimmung mit dem Experiment steht. Ebenso, daß bei den festen Körpern Li und C die Berechnung unter der Annahme, daß keine interatomaren Interferenzen da sind, sich ebenfalls in guter Übereinstimmung mit dem Experiment befindet.

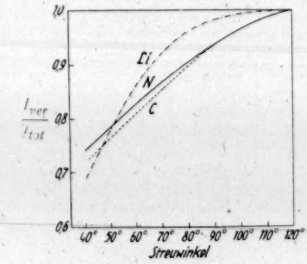

Fig. 6.

Für die Bestimmung der Linienbreite wurde das Verhältnis der Intensitäten von Compton-Strahlung und totaler Streustrahlung als Funktion des Streuwinkels nach der Theorie von Wentzel[2]) und Waller[3]) berechnet unter Verwendung der von James und Brindley[4]) nach der Methode von Hartree[1]) berechneten Werte für den Atomformfaktor. Diese Werte sind in Fig. 6 graphisch dargestellt. I_C/I_{total} bei 120° wurde gleich 1 gesetzt, um die Werte bei den Berechnungen zweckmäßig verwenden zu können. Somit sind alle Größen auf der rechten Seite von Gleichung (8) bekannt, ausgenommen ω_π, welches in n gemäß Gleichung (10) enthalten ist. Kann man nun I in dem verlangten Winkelbereich bestimmen, so ist es möglich, die Breite und Form der Compton-Linie genau anzugeben. Dies ist im folgenden ausgeführt.

1) E. O. Wollan, Phys. Rev. **43**, 955, 1933.
2) G. Wentzel, Zeitschr. f. Phys. **43**, 1 u. 779, 1927.
3) I. Waller, Phil. Mag. **4**, 1228, 1927.
4) James u. Brindley, Phil. Mag. **12**, 89, 1931.

Intensitätsmessungen.

Die bei unseren Versuchen verwendete Apparatur war praktisch dieselbe wie in der früheren Arbeit[2]). Die Gasstreukammer war die gleiche, nur wurde das Fenster vergrößert, um Messungen über einen größeren Winkelbereich durchführen zu können. Die Divergenz des Strahlenbündels betrug bei den Versuchen mit Li und C etwa 2°. Bei den Versuchen mit Stickstoff war eine Divergenz von 6° nötig, um genügend Intensität zu erhalten. Eine so große Divergenz sollte, wie die Rechnung zeigt, keinen großen Einfluß auf das Resultat haben.

Mit dem Streukörper in der Mitte des Spektrometertisches wurden Messungen der Intensität der gestreuten Strahlung gemacht, wobei für jeden Streuwinkel nacheinander die drei Filter vor die Ionisationskammer gebracht wurden.

Wenn wir die Differenz zwischen den Ablesungen, welche wir mit dem Zr- und Yt-Filter erhalten haben, mit B bezeichnen, so entspricht die Summe $A + B$ der Intensität der gestreuten unverschobenen und verschobenen Linie plus einem gewissen Betrag von gestreuter Bremsstrahlung, welcher zwischen den Absorptionskanten der Filter eingeschlossen ist. Für jeden Streuwinkel wurde jeweilen $A + B = 1$ gesetzt, so daß A und B den Anteil der gesamten Streustrahlung zwischen den Absorptionskanten von Zr und Yt bzw. von Yt und Sr darstellen. Man darf annehmen, daß die gestreute Bremsstrahlung für jeden Streuwinkel denselben Anteil von $(A + B)$ ausmacht. Diese Annahme trifft nicht genau zu, doch ist der Fehler völlig unwesentlich, weil der Anteil der gestreuten Bremsstrahlung an der gesamten Streustrahlung überhaupt viel kleiner ist, als der der unverschobenen und verschobenen Linie. Für unsere Versuche ist es nicht notwendig, den Betrag der

1) D. R. Hartree, Proc. Camb. Phil. Soc. **24**, 89, 1928.
2) E. O. Wollan, Phys. Rev. **43**, 955, 1933.

gestreuten Bremsstrahlung, der in A und B enthalten ist, zu kennen, da wir nur wissen wollen, wie der Intensitätsanteil B sich mit dem Streuwinkel ändert.

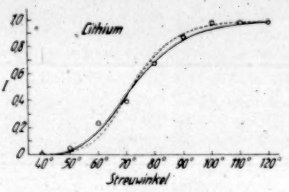

Fig. 7.

Nachdem wir aus unseren Messungen A und B bestimmt haben, wobei $A + B$ gemäß obiger Festlegung gleich 1 gesetzt wurde, betrachten wir nur noch B, welches nur den Anteil der Streustrahlung darstellt, die zwischen den Absorp-

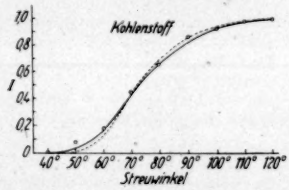

Fig. 8.

tionskanten von Yt und Sr liegt. Für $\varphi = 30°$ und $\varphi = 40°$ wurde innerhalb der Meßgenauigkeit derselbe Wert für B gefunden. Das bedeutet, daß die Compton-Linie bei 40° noch vollständig im Gebiet zwischen den Absorptionskanten von

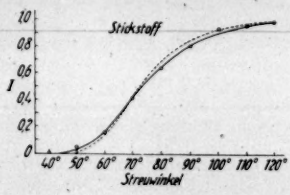

Fig. 9.

Zr und Yt liegt. Dieser Wert von B bedeutet also gestreute Bremsstrahlung. Wenn wir diesen Wert von B bei $\varphi = 40°$ von den gefundenen Werten für B bei jedem Streuwinkel abziehen, so stellt der Rest den Intensitätsanteil der Compton-Linie im Bereich zwischen den Absorptionskanten des Yt und Sr dar. Bei $\varphi = 120°$ liegt die Compton-Linie gänzlich im Gebiet zwischen den Absorptionskanten des Yt und Sr, so daß der Wert von B für diesen Winkel der ganzen Intensität der Compton-Linie entspricht. (Zweckmäßig wird dieser Wert gleich 1 gesetzt.) Die so aus den Versuchen erhaltenen Werte sind als Punkte in den Fig. 7 für Li, Fig. 8 für C und Fig. 9 für Stickstoff eingetragen. Man sieht aus der allmählichen Änderung von B (in den Kurven als I aufgetragen), daß die Compton-Linie eine beträchtliche Breite haben muß.

Bestimmung der Breite der Compton-Linie aus den Versuchswerten.

Die oben genannten Messungen liefern uns die Größe B, welche mit der Größe I in Gleichung (8) identisch ist. Sie liefern uns also die Unbekannte, welche zur Berechnung der Linienbreite ω_α dient.

Ein einfacher Weg zur Bestimmung der Linienbreite mit Hilfe von Gleichung (8) besteht darin, verschiedene Werte ω_α anzunehmen und die damit errechneten Kurven für I mit den entsprechenden experimentellen Werten zu vergleichen. Eine solche Berechnung kann leicht auf folgende Weise durchgeführt werden. Die Kurve, wie sie Gleichung (1) gibt, wird graphisch dargestellt mit y als Ordinate und (nx) als Abszisse. Diese Kurve wird integriert in den Grenzen (nx_1) und ∞. Die Grenze (nx_1) ist eine Funktion des Streuwinkels.

Aus Gleichung (7) und (10) ergibt sich die Relation:

$$nx_1 = \frac{1{,}66}{\omega_\alpha \sin \varphi/2} \cdot [\lambda_2 - \lambda_0 - \Delta\lambda], \qquad (11)$$

worin $\Delta\lambda$ als Funktion des Streuwinkels φ durch die bekannte Formel von Compton gegeben ist:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\varphi) \quad \text{und} \quad \frac{h}{mc} = 0{,}0243\ \text{Å}. \qquad (12)$$

Die Absorptionskante von Yt wurde mit $\lambda_2 = 0{,}7255$ Å eingesetzt, der Wert von λ_0, d. h. der unter Berücksichtigung der relativen Intensitäten der Linien bestimmte Schwerpunkt der K_α-Linien mit $\lambda_0 = 0{,}7093$ Å.

Mit diesen Werten und einem angenommenen Wert ω_α wurde das Integral der Funktion in Gleichung (8) in den Grenzen nx_1 bis ∞ für den in Frage kommenden Winkel bestimmt. Um die verlangte Intensität I zu erhalten, ist es nun notwendig, die obigen Werte des Integrals mit dem

Faktor $\frac{I_C}{\frac{1}{2}\pi}$ zu multiplizieren. Dieser Faktor ergibt sich aus den Werten I_C/I_{total}, welche in Funktion des Streuwinkels aufgetragen sind.

Berechnungen der Größe I wurden für die drei untersuchten Elemente unter der Annahme durchgeführt, daß im einen Fall $\omega_\pi = 24$ XE. und im andern Fall $\omega_\pi = 20$ XE. betrage. Die so errechneten Werte sind als Kurven in den Fig. 7, 8 und 9 dargestellt; die ausgezogenen Kurven stellen die Verhältnisse für die angenommene größere, die gestrichelten für die schmälere Linienbreite dar. Im Falle des Lithium, Fig. 7, sieht man, daß die Streuung der Meßpunkte um diese Kurven ziemlich groß ist. Dies trifft, wenn auch in geringerem Maße, für Kohlenstoff zu. Wahrscheinlich ist dies auf Ungenauigkeiten in der Messung zurückzuführen, doch ist anzunehmen, daß es zum Teil auf die Tatsache zurückzuführen ist, daß Kohlenstoff und Lithium dem Kristallpulverdiagramm entsprechende Linien in der gestreuten Strahlung haben, welche die Messungen des Betrages der Compton-Strahlung etwas beeinflussen. Ein Blick auf die Kurven zeigt, daß in allen drei Fällen die Breite ω_π der Compton-Linie bei $\varphi = 180°$ in der Nähe von 24–20 XE. liegt. Alle diese drei Substanzen geben also eine ähnliche Geschwindigkeitsverteilung für die locker gebundenen Elektronen.

Bei Stickstoff liegen die Punkte in einem engeren Bereich und scheinen eher einer Linienbreite von 24 XE. als von 20 XE. zu genügen. Wenn man dagegen die Divergenz des Röntgenstrahlbündels berücksichtigt, das bei den Versuchen mit Stickstoff verwendet wurde, so entspricht die Kurve in Fig. 9 am besten einer Breite von 22 XE. Das ist derselbe Wert der Linienbreite, den Du Mond für Kohlenstoff gefunden hat, und ich glaube, daß derselbe auch für *Be* und *Al* aus seinen Messungen entnommen werden kann.

Es ist in diesem Zusammenhang interessant, festzustellen, daß sich sowohl für die von Du Mond bei den festen Stoffen *Be*, *C* und *Al* als auch für die in dieser Arbeit an *Li* und *C* gefundenen Linienbreiten innerhalb der Fehlergrenzen derselbe Wert ergibt[1]).

Linienbreite und Geschwindigkeitsverteilung der streuenden Elektronen.

Auf Grund der Auffassung, daß die Verbreiterung der Compton-Linie durch Doppler-Effekt bei der Streuung der Photonen durch die bewegten Elektronen verursacht wird, erhält man eine Beziehung zwischen der zu erwartenden Form der Compton-Linie und der Geschwindigkeit der streuenden Elektronen.

Wenn $\Delta\lambda$ als klein im Vergleich zu λ selber angenommen werden kann, was in den bisher betrachteten Fällen mit guter Annäherung zutrifft, findet man, daß die Änderung in der Wellenlänge der verschobenen Linie gegeben ist durch

$$\delta\lambda_C = 4\,\frac{v_1}{c}\,\lambda_0 \sin\varphi/2\,, \tag{13}$$

wobei v_1 die ursprüngliche Geschwindigkeit der streuenden Elektronen ist, und angenommen wird, daß die Geschwindigkeiten isotrop über alle Richtungen im Raum verteilt sind. In diesem einfachen Fall von Elektronen mit einer einzigen Geschwindigkeit v_1, würde die verschobene Linie als Rechteck von der Breite $\delta\lambda_C$ erscheinen.

Du Mond hat den allgemeinen Fall einer kontinuierlichen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen betrachtet, die Geschwindigkeiten wieder isotrop über alle Richtungen im Raum verteilt. Man erhält auf folgende Weise eine Beziehung zwischen der Form der Compton-Linie und der Geschwindigkeitsverteilung der streuenden Elektronen: Bezeichnen wir mit $N(v)dv$ die Zahl der Elektronen, deren Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ liegt, so gilt

$$N(v) = K \cdot x \cdot \frac{dy}{dx}, \tag{14}$$

wobei K eine Proportionalitätskonstante ist, welche ausgewertet werden kann, wenn man die Gesamtelektronenzahl kennt, welche bei der Streuung der Compton-Strahlung wirksam ist. x und y sind Abszisse und Ordinate, wie in Fig. 4 angegeben, d. h. Wellenlänge und Intensität bei der Compton-Linie.

Da innerhalb der Meßgenauigkeit die vorliegenden Werte und ihre Auswertung in Übereinstimmung stehen mit der Annahme, daß die Compton-Linie die Form einer Gaußschen Fehlerkurve hat, können wir ihren Abfall $\frac{dy}{dx}$ durch Differentiation des Ausdruckes (1) bestimmen. Setzen wir diesen Wert in Gleichung (14) ein, erhalten wir

$$N(v) = Kn^2x^2y, \tag{15}$$

wobei ein konstanter Faktor im Differentialquotienten zu K hinzugenommen ist. Die Abszisse der Geschwindigkeitsverteilungskurve kann in Einheiten der Geschwindigkeit statt in

[1]) Nicht im Einklang mit diesen Messungen steht eine Aufnahme der Streustrahlung an *Li* von Kallmann und Mark, Zeitschr. f. Phys. **36**, 120, 1926.

Wellenlängeneinheiten, wie bei der verschobenen Linie, mittels der Gleichung $v = \frac{c}{2\lambda} \cdot x$ ausgedrückt werden.

Wenn Gleichung (15) nach (nx) differenziert und gleich Null gesetzt wird, kann man den dem Scheitel der Geschwindigkeitsverteilungskurve entsprechenden Wert (nx) erhalten. Auf diese Weise erhält man für $N(v)_{max}$

$$(nx) = 1.$$

Ersetzt man x durch v und setzt den oben gegebenen Wert von r ein, so erhalten wir die Beziehung

$$v_{max} = \frac{c \cdot \omega_\pi}{3{,}36\lambda}.$$

Nehmen wir als beobachtete Breite der verschobenen Linie $\omega_\pi = 22$ XE. an, so wird

$$v_{max} = 2{,}8 \cdot 10^8 \text{ cm/sec}.$$

Du Mond erhält für Kohlenstoff aus dem Abfall der experimentell aufgenommenen Linienform auf graphischem Wege den Wert $2{,}5 \cdot 10^8$ cm/sec. Es sei erwähnt, daß die Geschwindigkeit des Elektrons in der ersten Bohrschen Bahn bei Wasserstoff $2{,}18 \cdot 10^8$ cm/sec beträgt.

Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Stickstoffmolekül.

Wenn man annimmt, daß die Größe der Geschwindigkeit der streuenden Elektronen für die Breite der Compton-Linie maßgebend ist, kann man mit Hilfe von Gleichung (15) die Geschwindigkeitsverteilung dieser Elektronen bestimmen, wenn man die Form der Compton-Linie kennt.

Es wurde oben gezeigt, daß eine Compton-Linie von der Form einer Gaußschen Fehlerkurve und der Breite $\omega_\pi = 22 \cdot$ XE. mit den für Stickstoff experimentell gefundenen Werten in guter Übereinstimmung steht. Wir haben die der experimentellen Compton-Linie entsprechende Geschwindigkeitsverteilung für die Elektronen in einem Stickstoffatom berechnet. Fig. 10 zeigt das Resultat. Dabei ist zu beachten, daß diese experimentell gefundene Kurve nicht genau der wirklichen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Atom entsprechen kann, weil nicht alle Elektronen für die Compton-Streuung gleich wirksam sind. Immerhin streuen bei einem leichten Element, wie Stickstoff, bei der von uns verwendeten Wellenlänge auch die K-Elektronen etwas Compton-Strahlung, so daß der Unterschied zwischen der experimentell bestimmten und der wirklichen Geschwindigkeitsverteilung nicht erheblich sein dürfte.

Für die wirkliche Geschwindigkeitsverteilung würde der Wert von $N(v)$ bei hohen Geschwindigkeiten vielleicht etwas weniger schnell abfallen als die Kurve in Fig. 10. Das Hinzutreten dieser schnellen Elektronen sollte aber die Lage des Maximums von $N(v)$ nicht merklich beeinflussen.

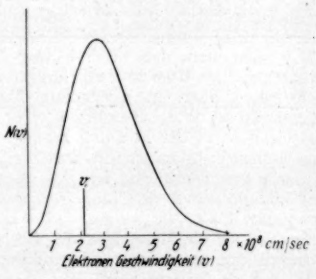

Fig. 10.

Aus Fig. 10 ersieht man, daß die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen in einem Stickstoffatom von gleicher Größenordnung ist wie die des Elektrons des Wasserstoffatoms in der ersten Bohrschen Bahn; welcher Wert dort mit v_1 bezeichnet ist. Da die Breite der Compton-Linie für alle Elemente mit den Ordnungszahlen $z = 3$ bis $z = 13$, für welche Messungen durchgeführt worden sind, ungefähr gleich groß ist, kann man schließen, daß die Geschwindigkeit der Elektronen, welche Compton-Strahlung streuen, im Mittel von der gleichen Größenordnung ist, wie die bei Wasserstoff in der ersten Bohrschen Bahn. Ein genauer Vergleich der experimentellen mit der theoretischen Geschwindigkeitsverteilung für Stickstoff soll einer späteren Mitteilung vorbehalten sein; die Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung gestaltet sich wegen der Abschirmungskonstanten etwas schwierig.

Herrn Prof. Scherrer möchte ich für sein stetes Interesse und seine Ratschläge und Anregungen meinen besten Dank aussprechen. Ebenso Herrn Pankow für seine Hilfe bei der Übersetzung der Arbeit.

(Eingegangen 14. März 1934.)

Die langwellige ultrarote Strahlung des Funkens hoher Frequenz.

Von A. M. Lewitsky.

Frau Glagolewa-Arkadiewa[1]) und ich[2]) haben in der Strahlung eines elektrischen Funkens, welcher durch eine Häufung von Metallkörnchen im Dielektrikum schlug, Wellenlängen beobachtet, die im Gebiete des äußeren Ultrarot liegen (60 μ bis 500 μ). Ich arbeitete mit dem Teslatransformator und fand, daß ein einfacher Funken in der Luft auch solche Strahlen gibt. Der Ursprung dieser Wellen ist unbekannt. Beide Autoren hofften in ihren Versuchen die elektrischen Schwingungen der kleinsten Metallstückchen und ihre Obertöne zu erhalten, und wahrscheinlich sind die längsten dieser Wellen wirklich solche, aber eine ganze Reihe der kürzesten Wellenlängen können nicht in dieser Weise erklärt werden, auf Grund ihrer relativ großen Intensität. Die einfachste Voraussetzung, welche von verschiedenen Seiten ausgesprochen wurde, ist, daß diese Wellen von der hohen Temperatur des Funkens und der Metallkörnchen entstammen. Abgesehen davon, daß solche Erklärung mit dem selektiven Charakter der Strahlung nicht vereinbar ist, habe ich schon bei meinen ersten Versuchen bemerkt, daß eine Anzahl von Wellen intensiver wird, wenn die Temperatur sinkt. Um diese Tatsache genauer zu verfolgen, habe ich erstens in Gemeinschaft mit Fräulein M. Selzer einige Versuche vorgenommen[3]) über die Energie und Temperatur, welche ein Metallkörnchen im Funken besitzt, und zweitens die Intensität der Strahlung gemessen unter denselben Bedingungen, unter denen die erste Untersuchung ausgeführt war. Diese Untersuchungen haben zu Folgerungen geführt, welche einiges Licht auf den Ursprung der ultraroten Wellen werfen.

I. Die Messung der Energie und Temperatur im Funken.

Um die relative Energie zu messen, welche ein Metallkörnchen unter verschiedenen Umständen im Funken erhält, haben wir die Methode eines Thermoelementes gewählt, das in den Funken eingeführt wurde. Es wurde zuerst durch spezielle Versuche festgestellt, daß dabei im Galvanometerkreis kein merklicher Strom sich von dem Funken abzweigte. Die Lötstelle des Thermoelementes (Pt—$PtJr$) stellt ein Metallkörnchen dar, welches ebensoviel Energie erhält wie ein freies Metallkörnchen im Funken. Selbstverständlich gibt das Galvanometer nicht den Ausschlag, welcher dem freien Körnchen entsprechen würde, aber die Änderungen des Ausschlages unter verschiedenen Bedingungen im Funken müssen den Änderungen der vom freien Körnchen erhaltenen Energie proportional sein. Diese Änderungen wurden in den folgenden Fällen gemessen:

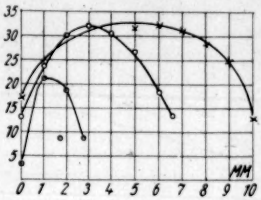

Fig. 1.

1. Verschiedene Stellen im Funken. Die Lötstelle des Thermoelementes wurde längs des Funkens verschoben. Die Änderungen des Ausschlages im Galvanometer sind in Fig. 1 gezeigt. Die Mitte des Funkens stellt die Stelle des stärksten Anpralles der Elektronen auf das Körnchen dar.

2. Verschiedene Länge des Funkens. Das Thermoelement stand in der Mitte des Funkens, und die beiden Elektroden wurden gleichzeitig verschoben. Die Resultate sind in Fig. 2 gegeben. Bei einer bestimmten Funkenlänge existiert ein Maximum, welches wahrscheinlich dem größten Ansprechen der Sekundärspule des Transformators (welche den Funken erregt) auf den Primärkreis entspricht.

3. Verschiedene Leistung in dem Primärkreis sowie in der Sekundärspule. Bei Längen des Funkens von 2, 4 und 6 mm mit einem Thermoelement in der Mitte erhält man

Fig. 2.

1) A. A. Glagolewa-Arkadiewa, Zeitschr. f. Phys. **24**, 153, 1924.

2) M. Lewitsky, Physik. Zeitschr. 27, 177, 1926.

3) Journ. d. exp. u. techn. Phys. Leningrad **1**, 320, 1932.

die Geraden von Fig. 3, welche ohne weiteres verständlich sind.

4. Verschiedene Perioden des Primär- und Sekundärkreises im Transformator

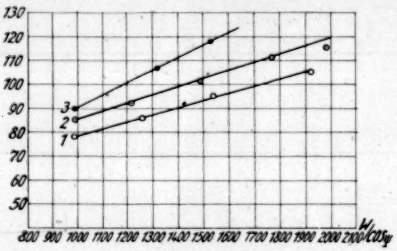

Fig. 3.

geben die Ausschläge, welche in den Tabellen I und II angegeben sind.

Tabelle I.

Die Primärspule hat 4 Windungen mit der Ganghöhe 3 cm und der Dicke 2,7 mm; Durchmesser 60 cm. Es wird die Kapazität geändert:

Kapazität in cm	Schwingungsdauer in Sekunden	Spannung in Volt	Ausschlag
5000	$1{,}9 \cdot 10^{-6}$	31000	62
10000	$2{,}7 \cdot 10^{-6}$	30000	87
20000	$3{,}8 \cdot 10^{-6}$	32000	88

Es wird die Anzahl der Windungen geändert.

Anzahl der Windungen	Schwingungsdauer in Sekunden	Spannung in Volt	Ausschlag
4	$3{,}8 \cdot 10^{-6}$	32000	89
1	$1{,}3 \cdot 10^{-6}$	29000	26

Tabelle II.

Die Primärspule wie oben hat vier Windungen. Kapazität $2 \cdot 10^4$ cm. Man ändert die Periode der Sekundärspule.

Anzahl der Windungen der Sekundärspule	Die Höhe der Sekundärspule in cm	Schwingungsdauer in Sekunden	Spannung in kV	Ausschlag
715	26	$4{,}5 \cdot 10^{-7}$	29	100
291	26	$1{,}9 \cdot 10^{-7}$	32	89
189	27	$1{,}2 \cdot 10^{-7}$	30	45

5. Verschiedene Formen der Elektroden haben einen Einfluß, den man aus Tabelle III und Tabelle IV ersieht.

Tabelle III.

Länge des Funkens: 4 mm. Spannung: 30 kV. Material: Kupfer.

Elektrodenform	Ausschlag
Zwei Zylinder	74
Zylinder und Konus	74
Zylinder und Draht	80
Zwei Kugeln ($r = 1$ cm)	77
Kugel und Konus	70
Kugel und Draht	80
Zwei Konusse	55
Zwei Drähte	56

Hier sind wahrscheinlich die Einflüsse der Krümmung und der Kapazität der Elektroden kombiniert.

6. Verschiedene Natur der Elektroden.

Tabelle IV.

Metall	Zwei Ebenen	Kugel und Konus	Zwei Konusse	Zwei Drähte	Kathodenfall
Nichrom	—	—	—	100	—
Platin	—	—	—	97	425
Blei	110	98	100	—	392
Messing	107	95	90	—	—
Kupfer	92	89	85	92	375
Kadmium	65	—	—	—	375
Zink	—	82	85	—	372
Stahl	89	88	85	—	363
Nickel	—	—	—	90	353
Aluminium	71	92	88	81	302
Molybdän	—	—	—	79	—

Tabelle V.

Die Elektroden sind zwei Drähte von der Dicke 0,3 mm, Funkenlänge 4 mm. Spannung 31 kV.

Metall	Ausschlag	Kathodenfall
Nichrom	100	—
Platin	97	425
Kupfer	92	475
Nickel	90	353
Aluminium	81	302
Molybdän	79	—

Das Anwachsen der Ausschläge mit dem Kathodenfall ist ersichtlich.

7. Verschiedene Gase. Leider konnten wir nur drei Fälle untersuchen.

Tabelle VI.

Gas	Ausschlag	Kathodenfall
Feuchte Luft	123	—
Getrocknete Luft	143	324
Luft	109	324
Ammoniak	141	582

Nach Warburg wird der Kathodenfall in feuchter Luft merklich kleiner. Der Einfluß des Kathodenfalles ist hier noch deutlicher zu sehen.

8. Der Funken in verschiedenen Flüssigkeiten. Die Ausschläge, selbst mit den dünnsten Drähten des Thermoelementes, entsprachen nur der Temperatur des Siedens oder der Dissoziation der Flüssigkeit. Ein Maximum in der Mitte des Funkens ist kaum bemerkbar.

9. Eine Mischung des Öls mit den Metallkörnchen. Dasselbe wie unter 8. Die Durchschlagsspannung wird etwas kleiner.

Alle Verhältnisse, welche in Punkt 1–7 gezeigt sind, erklären sich ziemlich einfach von dem Standpunkte aus, daß die Energie des Körnchens im Funken die Energie der anprallenden Elektronen darstellt und daß das Metallkörnchen die zwischenliegenden Elektroden im Funken gibt.

Die Temperatur des Körnchens haben wir geschätzt unter der Annahme, daß sie dem Falle der Nulldicke der Zuleitungsdrähte des Thermoelementes entspricht. Den zugehörenden Ausschlag des Galvanometers und die entsprechende Temperatur findet man mittels Extrapolation. Man zeichnet die Kurve der vom Thermoelement gegebenen Temperatur bei verschiedener Drahtdicke und gleicher Lötstelle (Kügelchen vom Radius 0,1 mm) und findet, daß der Dicke Null eine Temperatur von etwa 5000° entsprechen würde, wenn die spezifische Wärme ungefähr konstant bleibt; jedoch würde die Lötstelle (*Pt/PtJr*) viel früher verdampfen, und in der Tat (bei Versuchen mit dem „Massenstrahler") verbrennen die Körnchen in der Mitte des Funkens.

Die Temperatur des am Körnchen angrenzenden Gases haben wir berechnet aus dem Gliede, welches in der Gleichung des stationären Zustandes der Lötstelle die durch die Strahlung abgegebene Energie darstellt.

$$q = k(\vartheta - \theta) + \varkappa(\vartheta - \vartheta_1),$$

wo ϑ die Temperatur der Lötstelle, θ die Zimmertemperatur, ϑ_1 die Temperatur des angrenzenden Gases, k den Wärmeleitungskoeffizient und $\varkappa$ den Strahlungskoeffizient bezeichnen. Wir nahmen verschiedene Formen der Lötstelle mit einem und demselben Querschnitt im Funken und berechneten ϑ_1 für je zwei Fälle aus der Gleichung

$$\varkappa(\vartheta - \vartheta_1) = \varkappa'(\vartheta' - \vartheta_1),$$

wo $\varkappa$ von $\varkappa'$ sich nur durch die Größe der strahlenden Oberfläche unterscheidet; für die Oberfläche = 1 cm² haben wir $\varkappa$ dem Handbuch der Physik XI, S. 135, entnommen.

Auf diese Weise wurde die Temperatur des Gases zu 1500–2000° geschätzt mit einem Fehler ± 100–500°. Diese relativ nicht große Temperatur des Funkens erklärt sich durch die sehr kleine Schwingungsdauer der Erregung.

Die Änderungen der Temperatur des Gases gehen nach dieser Bestimmungsmethode ganz parallel den unter 1–7 gezeigten Änderungen der Energie des Metallkörnchens vor, was selbstverständlich wird, wenn man daran erinnert, daß die Temperatur des Gases durch denselben Elektronenstrom erhöht wird, welcher in das Metallkörnchen schlägt.

II. Beobachtung der langwelligen ultraroten Energie.

Als Empfänger der Energie dienten spezielle Thermosäulen, bestehend aus 4–6 *Bi/Te*-Thermoelementen. Die Empfindlichkeit dieser Thermosäulen variierte von $^1/_5$ bis 1 der Mollschen Thermosäule. Sie hatten aber den Vorteil, gegenüber den elektromagnetischen Wirkungen des den Funken erregenden Systems ganz unempfindlich zu sein. Die Strahlung des Funkens wurde von nur zwei platinierten Spiegeln ($F = 15\,\text{cm}/D = 32\,\text{cm}$ und $F = 45\,\text{cm}/D = 20\,\text{cm}$) auf die Lötstellen der Thermosäule konzentriert. Gemessen wurde die langwelligste Strahlung, die durch zwei Schirme aus dickem, schwarzem Papier filtriert war. Das Thermoelement stand auf Isolation in einem Kasten aus schwarzer Pappe. Als Maß für die Strahlung nahm man die Differenz der Ausschläge bei obengenannten Filtern und bei einem großen Zinkschirm. Das Galvanometer hatte die Empfindlichkeit $7 \cdot 10^{-10}$ A bei einem Widerstand von 70 Ω. Zur Vergrößerung der Ausschläge diente ein Kuproxphotoelement, verbunden mit einem Galvanometer ($5 \cdot 10^{-9}$ A). Die Vergrößerung wurde nur 20fach genommen wegen der Unstetigkeit der Lichtquelle (200-Watt-Lampe). Die Ausschläge bei zwei schwarzen Filtern betrugen von 4 bis 50 mm.

Untersucht wurden folgende Fälle:

1. Verschiedene Länge des Funkens.

Tabelle VII.

Funkenlänge in mm	Ausschlag	Funkenlänge in mm	Ausschlag
10	12	6	7
9	10	4	5
8	8	2	2

2. Verschiedene Leistung des erregenden Systems. Die Intensität der langwelligen Strahlung wuchs mit der Leistung an und schien beinahe dem Quadrat der Leistung proportional zu sein.

3. Verschiedene Frequenz des erregenden Systems. Die Vergrößerung der Schwingungsdauer in der Primärspule des Teslatransformators gibt eine fast proportionale Vergrößerung der Intensität der Strahlung. Die Vergrößerung der Schwingungsdauer der Sekundärspule gibt dagegen Verminderung der Intensität, wie aus Tabelle VIII folgt.

Tabelle VIII.

Sekundärspule	Selbstinduktion H	Schwingungsdauer in Sek.	Ausschlag
1	0,16	$3{,}3 \cdot 10^{-7}$	6
2	0,31	$5{,}2 \cdot 10^{-7}$	3
3	0,71	$7{,}7 \cdot 10^{-7}$	1,5

Dieser Gang ist dem in der Tabelle II entgegengesetzt.

4. Strahlung von verschiedenen Teilen des Funkens. Es wurden folgende Versuche gemacht:

a) Die Thermosäule wurde mit einer Metallplatte geschirmt (im Abstand 0,5 cm), in welcher sich ein horizontaler Spalt (2 mm) befand. Der Spalt schnitt aus dem Bilde des Funkens, welches auf die Thermosäule fiel, nur einen Teil aus. Durch kleine Verschiebung des Funkens ließ man den einen oder den anderen Teil des Funkenbildes auf die Thermosäule fallen. Dann erwies sich folgendes:

Tabelle IX.

Durchgehender Teil des Funkenbildes	Ausschlag
An der oberen Elektrode	7
Mitte	5
An der unteren Elektrode	5

b) Außer der ersten Metallplatte stellte man einen zweiten Schirm mit Spalt im Abstand 1 cm vor den Funken, so daß der eine oder der andere Teil des Funkens unbedeckt blieb. Die Ausschläge waren bei unbewegtem erstem Schirm, auf dessen Spalt das Bild projiziert wurde, die folgenden:

Tabelle X.

Der freie Teil des Funkens	Ausschlag
Obere Elektrode	4,5
Mitte	3,5
Untere Elektrode	4,5

Diese Versuche zeigen, daß die Mitte des Funkens schwächer ausstrahlt als die Teile an den Elektroden, was den Temperaturverhältnissen ganz widerspricht.

5. Verschiedene Formen der Elektroden. Die Abhängigkeit war hier nicht scharf ausgeprägt, wie auch in der Tabelle III.

6. Verschiedene Natur der Elektroden. Die Beobachtungen haben folgende Tabelle ergeben:

Tabelle XI.

Metall	Dicke der Elektrodendrähte in mm	Ausschlag	Kathodenfall	Langwellige Grenze des Photoeffektes in Å
Kupfer	0,5	8	375	3000
Silber	0,6	8	428	3250
Eisen	0,7	11	362	2870
Nickel	0,6	9	353	3050
Blei	0,6	13	392	3650
Zinn	0,6	12	374	3620
Aluminium	0,6	16	302	4770
Platin	0,7	8	425	2840
Zink	0,6	12	371	3760
Kadmium	0,7	17	374	3650
Molybdän	0,6	10	—	—
Wolfram	0,8	12	—	2615
Wismut	0,5	8	345	3300
Manganin	0,6	10	—	—
Nichrom	0,6	12	—	—
Nickelin	0,75	12	—	—

Bei der Zusammenstellung der Ausschläge wurde kein direkter Zusammenhang mit dem Kathodenpotential bemerkt. Die Ausschläge mit *Al* und *Cd* haben die Aufmerksamkeit auf die photoelektrischen Eigenschaften der Metalle gerichtet. Es ergibt sich aus der Tabelle, daß die größten Ausschläge solchen Metallen angehören, bei welchen die Grenze des Photoeffektes dem sichtbaren Teil des Spektrums näher liegt. Die Abhängigkeit tritt noch klarer hervor, wenn man die photoelektrischen Eigenschaften des Funkens verschiedener Metalle ins Auge faßt, wie dies z. B. von Herrn J. Meikljohn[1]) untersucht wurde. *Fe* gibt einen relativ zu großen Ausschlag, aber nach Meikljohn muß *Fe* bei gleichen Funkenlängen fast dieselbe photoelektrische Energie besitzen wie der *Zn*-Funken. *Zn* dagegen hat ein relativ kleines Durchschlagspotential, und dadurch erklärt sich wahrscheinlich der Umstand, daß der ihm entsprechende Ausschlag denjenigen von *Pb*, *Sn* und *Cd* nicht übertrifft. Dieselbe Ursache erniedrigt wahrscheinlich auch den Ausschlag des *Al*; außerdem hat *Al* den kleinsten Kathodenfall. Uns scheint es, daß die Tabelle II, besonders wenn man das Verhältnis zwischen Funkenpotential, Drahtdicke und der von dem Metallfunken abgegebenen ultravioletten Energie in Rechnung zieht, einen Beweis dafür liefert, daß die größte Intensität der Strahlung dem größten Strom der Photoelektronen entspricht[2]).

1) J. Meikljohn, Phil. Mag. **15**, 146, 1933.
2) Etwas unklar bleibt nur der Fall des Wolframs.

Tabelle XII.

Dielektrikum	Ausschlag		Verstärkung
	Glas	Flüssigkeit	
Kanadabalsam	15	40	2,6
Maschinenöl	15	45	3
Paraffinöl	12	20	1,6
Vaselin	12	30	2,5

7. Der Funken in verschiedenen Flüssigkeiten. Die Flüssigkeiten ließ man über eine Glasplatte abfließen, indem die Platte dicht an die Funkendrähte gepreßt wurde. Zuerst beobachtete man den Ausschlag mit trockenem Glas und dann mit der zu untersuchenden Flüssigkeit. Es erwies sich:

8. Verschiedene Zahl der Zwischenfunken. Man führte mittels sehr dünner Glasröhrchen Stückchen von Kupferdraht (Dicke 0,3 mm) in den Weg des Funkens von seitwärts ein. Es wurde die Verstärkung der Ausschläge beobachtet mit Drahtstückchen gegenüber den Ausschlägen ohne dieselben (Tabelle XIII).

Tabelle XIII.

Anzahl der Drahtstücke	Ausschlag		Differenz	Funken ohne Drahtstücke Ausschlag			Verstärkung	Anmerkung
	Schwarzer Filter	Metallschirm		Schwarzer Filter	Metallschirm	Differenz		
1	13	3	10	7	2	5	2	
2	9	2	7	5	2	3	2,3	Thermosäule schwächer geworden
3	12	0	12	6	0	6	2	Neue Thermosäule
4	15	4	11	8	4	4	2,7	
10	26	2	24	10	2	8	3	Wieder neue Thermosäule
11	22	3	19	10	3	7	2,8	
Mischung der Metallkörnchen mit Kanadabalsam	20	2	18	6	2	4	4,5	

Man sieht, daß die Vergrößerung der Zahl der Zwischenfunken über 5 hinaus (4 Drahtstücke) keine bedeutende Verstärkung der Strahlung ergibt. Die merkliche Verstärkung im letzten Falle ist ohne Zweifel vom Kanadabalsam hervorgerufen.

III. Zusammenfassung der Resultate und Folgerungen.

Wenn wir die entsprechenden Punkte der Kapitel I und II vergleichen, so finden wir, daß die hohe Temperatur keineswegs die Hauptursache der langwelligen infraroten Strahlung darstellt. Vielmehr erscheint die größere Intensität dieser Strahlung gerade dort, wo die Temperatur sich erniedrigt, wie es Punkt 3, 4 und 7 des zweiten Kapitels zeigen. Merkwürdig erscheint, daß die Verkürzung der Schwingungsdauer in der Sekundärspule zur Vergrößerung der Intensität der Strahlung führt. Dies zeigt, daß die langwellige Strahlung nicht mit dem Elektrizitätsquantum verknüpft ist, welches durch den ganzen Funken geht und den gesamten Strom darstellt. Punkt 4 scheint dafür zu sprechen, daß der hauptsächlichste Sitz der langwelligen Schwingungen in der nächsten Nähe der Elektroden liegt. Doch gibt die Mitte des Funkens auch eine bedeutende Strahlung. Die Verstärkung im Dielektrikum kann auf zweierlei Art erklärt werden: Vielleicht ist das neue Entladungspotential und der neue Kathodenfall für die Ursache der Strahlung an den Elektroden maßgebend, vielleicht geben die Dämpfe der Flüssigkeit neue molekulare Schwingungen im äußeren Ultrarot. Tabelle XIII lehrt, daß die Eigenschwingungen der Metallkörnchen jedenfalls einen schwachen Teil der Strahlung im „Massenstrahler" bilden, sonst müßte die Intensität mit der Anzahl der Drahtstücke stärker wachsen. In derselben Zeit zeigen die Punkte 1, 2, 5, 6, daß die Intensität der Strahlung sehr stark von dem Entladungspotential und von dem an den Elektroden angehäuften Elektrizitätsquantum abhängt. Es scheint (wenn wir Punkt 3 beobachten), daß für die langwellige ultrarote Strahlung des Funkens derjenige Teil der Ladung maßgebend ist, welcher von den Elektroden abfließt und auf irgendeine Weise in der Nähe der Elektroden abgehalten wird. Besonders wird diese Vermutung durch die Tabelle II hervorgerufen. Für die langwellige Strahlung spielt offenbar die Elektronenzahl, welche durch den

Kathodenraum geht, eine Rolle und (weniger klar) der Kathodenfall. Auf Grund aller dieser Bemerkungen bin ich zu dem Gedanken geführt worden, daß eine Anzahl der Elektronen auf irgendeine Weise an der Grenze des Kathodenraums abgehalten wird und die Schwingungen dieser Elektronen den größeren Teil der langwelligen Energie schaffen.

Die von uns vermuteten Schwingungen ähneln nicht im geringsten den Schwingungen, welche von verschiedenen Forschern im Funken gefunden wurden. Die Schwingungen, welche Langmuir[1]) und J. J. Thomson[2]) in dem Entladungsraum fanden, unterscheiden sich von unseren durch ihren Sitz und ihre Wellenlänge. Deshalb haben wir versucht, eine eigene Erklärung für den Ursprung dieser Schwingungen zu geben.

Wie schon viele Physiker und insbesondere J. Sämmer[3]) bewiesen haben, bildet sich nach sehr kurzer Zeit im Entladungsraum eine positive Schicht, welche gegenüber der Kathode im Abstande einer freien Elektronenweglänge liegt. Fig. 4 stellt die Verteilung der positiven und

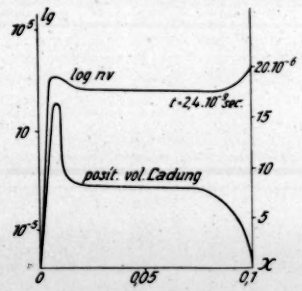

Fig. 4.

negativen Elektrizität im Entladungsraum dar, 10^{-9} sec nach dem Anlegen der Spannung und bei dem Elektrodenabstand $= 0{,}1$ cm (nach Sämmer). Wenn die Schwingungsdauer der Spannung gleich 10^{-9} bis 10^{-7} sec ist, kann die positive Schicht während einer Halbperiode nicht ausgeglichen werden, und es bleiben deshalb immer zwei positive Schichten gegenüber den Elektroden stehen.

Gerade an der Stelle, wo die positive Schicht liegt, erscheint auch eine Häufung von negativer Elektrizität infolge der Bildung neuer Elektronen mittels Ionisation. Aber viele von diesen Elektronen haben im Anfang ihrer Lebensdauer sehr kleine Geschwindigkeiten, da sie von der positiven Ladung abgehalten werden. Solche langsame Elektronen müssen von den schweren Wasserdampfmolekülen abgefangen werden, und so bildet sich eine Schicht negativer Ionen, die vielleicht noch langsamer sind wie die positiven. Diese Schicht bleibt in einem Abstand von der Größenordnung der Molekülabstände hinter der positiven Schicht, und dadurch bildet sich ein hemmendes Feld für die neuen, durch die positive Schicht fliegenden Elektronen. Während der Schwingungen der äußeren Kraft werden die beiden Schichten angehäuft, und es bildet sich ein stationärer Zustand, in welchem gegenüber jeder Elektrode im Abstande von 10^{-4} cm eine Doppelschicht steht, durch welche die Elektronen durchschlagen. Aber eine Anzahl von ihnen wird in der Doppelschicht gebremst, kehrt zurück und fängt an, um das Netz der positiven Ionen zu schwingen. Diese Schwingungen ergeben die langwellige ultrarote Strahlung[1]).

Die Schwingungsdauer berechnen wir folgendermaßen: Das Elektron, welches in den Raum zwischen der positiven und negativen Schicht hineinfliegt, kehrt in dem Moment zurück, wenn

$$f\Delta t = mv$$

wird, wo f die Gegenkraft des hemmenden Feldes darstellt. Da diese von der negativen wie auch der positiven Schicht ausgeübt wird, nehmen wir an

$$f = 8\pi Ne^2,$$

wo N die Anzahl der Ionen pro cm² der Schicht bedeutet. Also

$$\Delta t = \frac{mv}{8\pi Ne^2}.$$

Auf dem Rückwege erhält das Elektron wieder die Geschwindigkeit v, und mit dieser Geschwindigkeit tritt es in den Kathodenraum aus. Hier wird es von dem äußeren Felde und durch die Anziehung der positiven Schicht zurückgetrieben, und der Umkehrpunkt entspricht der Bedingung

$$(\chi e + 4\pi Ne^2)\Delta t' = mv.$$

$\Delta t + \Delta t'$ stellt die Hälfte der Schwingungsdauer des Elektrons dar. Folglich

$$T = 2mv\left(\frac{1}{8\pi Ne^2} + \frac{1}{\chi e + 4\pi Ne^2}\right).$$

Setzen wir in diese Formel $v = 10^8$ cm/sec, $m = 10^{-27}$ g, $N = 10^{12}$ (alle Moleküle in der positiven Schicht sind ionisiert) und $\chi = 150$ erg/cm,

1) L. Langmuir, Proceed. Nat. Acad. **14**, 627, 1928.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. **11**, 695, 1931.
3) J. Sämmer, Zeitschr. f. Phys. **81**, 396, 1933.

1) Auf die Elektronennatur der Schwingungen weist auch die Wirkung des magnetischen Feldes hin (M. Lewitsky, Physik. Zeitschr. **32**, 252, 1931).

so erhalten wir T von der Größenordnung 10^{-13} bis 10^{-12} sec, was mit den beobachteten Wellenlängen in Übereinstimmung steht.

Um die Intensität der Schwingungen zu finden, müssen wir die Anzahl der Elektronen berechnen, welche an der positiven Schicht abgehalten werden. Wir machen die Annahme, daß nur solche Elektronen zurückgehalten werden, welche in einem Abstande σ, etwa von der Größe des Molekülradius, von der Oberfläche eines positiven Ions durch die Schicht fliegen. Dann verhält sich die Anzahl der zurückgehaltenen Elektronen zu der ganzen Anzahl der von der Kathode durch 1 cm² der Schicht gehenden Elektronen wie $\frac{\pi[(r+\sigma)^2 - r^2]N}{\text{cm}^2}$. Während einer Halbperiode entlädt sich von der Kathode das Elektrizitätsquantum q, und die Zahl der abgeflossenen Elektronen nehmen wir gleich q/e. Also ist

$$n = \varkappa \frac{q}{e} \cdot 2\sigma r N .$$

Der Koeffizient $\varkappa$ hängt von den lichtelektrischen Eigenschaften der Kathode ab und muß von der Ordnung 0 sein.

Die Zahl der positiven Ionen auf 1 cm² setzen wir gleich der Anzahl der Stöße, welche zwischen den Elektronen und Molekülen auf 1 cm² stattfinden, da jeder Stoß im Abstande der positiven Schicht die Ionisation des Moleküls hervorruft. In der Annahme, daß die Elektronen mit gleichmäßiger Dichte fliegen, wird die Zahl der Stöße pro cm² der Schicht während einer Halbperiode gleich

$$\frac{q}{e} \frac{\pi r^2 N_0}{1 + \alpha t} ,$$

wo N_0 die Molekülenzahl pro cm² im Normalzustand des Gases bedeutet. Also ist:

$$n = \varkappa \frac{q^2}{e^2} \frac{2\pi^2 r^3 \sigma}{1 + \alpha t} N_0 .$$

Die Energie der gesamten Schwingung erhalten wir, wenn wir n mit der Energie eines Elektrons $\chi e d$ multiplizieren, wo d den Abstand der positiven Schicht von der Kathode bedeutet. Wenn wir die Energie pro sec berechnen wollen, so müssen wir diesen Ausdruck noch mit ν^2 multiplizieren, denn sowohl die Anzahl der durchfliegenden Elektronen wie auch die Anzahl der Ionen wächst auf das ν-fache. Auf diese Weise erhalten wir

$$S = \varkappa \chi \frac{q^2}{e} \frac{2\pi^2 r^3 \sigma d}{1 + \alpha t} N_0 \nu^2 .$$

Nehmen wir der Einfachheit halber an, daß der Ohmsche Widerstand und die Selbstinduktion des erregenden Systems klein sind, so ist ungefähr:

$$q = V_0 C \frac{T}{2\pi} .$$

Dann können wir schreiben:

$$S = \varkappa V_0 q \nu \pi \frac{C\chi}{e} \frac{r^3 \sigma d}{1 + \alpha t} N_0 .$$

$\nu V_0 q$ ist die Leistung P des äußeren Kreises und folglich:

$$S = \varkappa P \chi d C \frac{\pi r^3 \sigma}{e(1 + \alpha t)} N_0 .$$

Diese Formel steht im Einklang mit fast allen Gesetzmäßigkeiten, welche beobachtet wurden[1]). Was die Periode der Schwingung anbetrifft, so erklärt sich vielleicht das Anwachsen der Intensität mit der Frequenz dadurch, daß bei Verkleinerung der Periode die vermutete Doppelschicht und dadurch die ultraroten Elektronenschwingungen immer schärfer und stabiler werden.

Zum Schlusse fügen wir noch hinzu, daß die Größenordnung von S zu 10^{-4} bis 10^{-5} Watt erhalten wird, wenn wir die Größe von P, χ und C aus den Versuchen entnehmen; die Beobachtung ergab für die Energie, welche der erste Spiegel in einer Sekunde abgab, eine Größe von der Ordnung 10^{-5} Watt.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß nicht die Temperatur, sondern das Entweichen der Elektronen von den Elektroden für die langwellige ultrarote Strahlung des Funkens die größte Rolle spielt. Es wurde die relative Energie eines Metallkörnchens im Funken in verschiedenen Fällen (Variation der Funkenlänge, der Stelle im Funken, der Leistung und der Periode des erregenden Systems, der Form und des Materials der Elektroden, der Gase und des Dielektrikums in der Funkenstrecke) gemessen und daraus die Temperatur im Funken berechnet; weiterhin wurde die Energie der langwelligen ultraroten Strahlung in denselben Fällen untersucht. Man kann daraus schließen, daß die ultraroten langwelligen Strahlen hauptsächlich in der Nähe der Elektroden ausgestrahlt werden und wahrscheinlich von Elektronenschwingungen bedingt werden. Es wird ein Versuch gemacht, die Natur dieser Schwingungen zu erklären.

1) χd können wir gleich dem Kathodenfall setzen.

Leningrad, Phys.-Techn. Staatsinstitut, August 1933.

(Eingegangen 14. Oktober 1933.)

Bericht über die Messungen der Höhenstrahlung während der Fahrt des Freiballons „Deutschland" am 24. März 1933.

Von G. A. Suckstorff.

Mitteilungen aus dem Höhenstrahlungslaboratorium des Meteorologisch-Magnetischen Observatoriums Potsdam.

Im Rahmen der vom Höhenstrahlungslaboratorium Potsdam ausgeführten Freiballonhochfahrten zur weiteren Untersuchung des Intensitätsverlaufes der Höhenstrahlung in der Troposphäre (1) konnte am 24. März 1933 eine Hochfahrt mit dem Freiballon Deutschland unter Führung von Herrn Dr.-Ing. Schrenk durchgeführt werden. Die Fahrt führte von Bitterfeld in 4 Stunden 10 Minuten nach Bacharach am Rhein, wobei eine Maximalhöhe von 9,75 km erreicht wurde. Die Höhen wurden mit zwei von der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt zur Verfügung gestellten Barographen und einem vom Aeronautischen Observatorium Lindenberg geliehenen Meteorographen bestimmt. Sie wurden nach der Staffelmethode in neun Stufen berechnet und dürften auf etwa ± 100 m genau sein. Die Höhenkurve Fig. 1 und die Temperaturkurve Fig. 2 zeigen den Verlauf der Fahrt und die meteorologischen Verhältnisse am Meßtage. In der Fig. 2 ist die am 23. März nachmittags in Lindenberg gefundene Temperaturdruckkurve

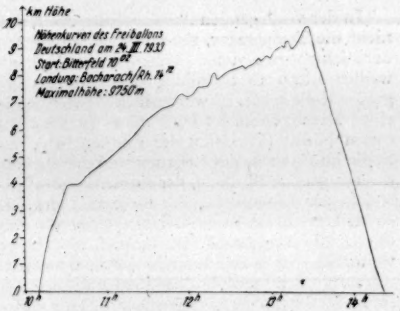

Fig. 1.

mit eingezeichnet, die Herr Prof. Dr. Reger freundlichst zur Verfügung stellte.

Die Messungen der Höhenstrahlung wurden mit zwei Ionisationskammern nach Kolhörster durchgeführt. Zur Kontrolle des Dichthaltens der Instrumente sind diese mit eingebauten Aneroiden und attachierten Thermometern versehen. Beide Apparate erwiesen sich bei der Fahrt als dicht. Infolge ihres schwarzen Anstriches konnten Temperaturschwankungen der Strahlungsapparate durch Schützen vor der Sonne in den unteren Luftschichten und ungehinderte Sonneneinstrahlung in den oberen Luftschichten innerhalb ± 8° C gehalten werden.

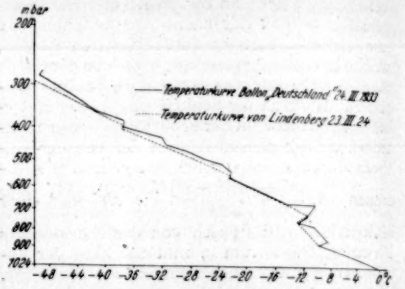

Fig. 2.

Um möglichst alle Feinheiten in der Höhenverteilung der durchdringenden Strahlung zu erfassen, wurde von der rasch erreichten Prallhöhe (4000 m) gleichmäßig mit einer mittleren Steiggeschwindigkeit von 0,6 m/sec gestiegen. Die Strahlungsapparate wurden alle 3–4 Minuten abgelesen, so daß jede Einzelmessung einem Höhenintervall von etwa 100–130 m entsprach.

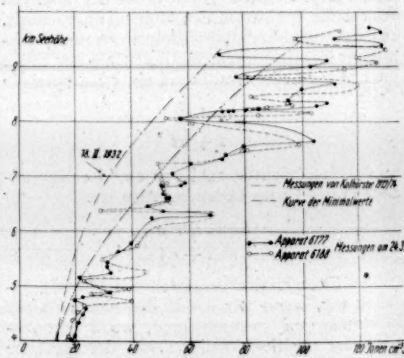

Fig. 3.

Die Ergebnisse sind in der Tabelle zusammengefaßt und gleichzeitig in Abb. 3 graphisch dargestellt.

Die Intensitätskurven, die sich für beide Apparate ergeben, zeigen zwar in den Einzelwerten außerordentlich große Schwankungen [im Maximum ± 30 J, sie erreichen jedoch bis 7000 m Höhe im Mittel die Werte von Kolhörster (1914) (s. Fig. 3)]. In die Augen fallend

Apparat 6177					Apparat 6188				
Höhe	Zeitdifferenz in Minuten	Volt-verlust	Volt/Minuten	Ionen	Höhe	Zeitdifferenz in Minuten	Volt-verlust	Volt/Minuten	Ionen
3970	5	9,0	1,8	15,70	3920	4	6,7	1,65	11,14
4010	4	8,0	2,0	18,05	4010	5	11,5	2,31	17,42
4100	4	8,6	2,15	19,81	4075	4	9,1	2,27	17,04
4325	4	9,3	2,23	20,74	4240	4	9,4	2,35	17,80
4470	3	7,1	2,37	22,39	4385	4	9,3	2,42	18,74
4590	2	4,9	2,45	23,32	4525	2,5	6,7	2,68	20,85
4680	2	4,9	2,45	23,32	4615	2	5,9	2,95	23,51
4740	1	2,1	2,1	19,22	4730	3	11,5	3,84	39,99
4800	1	2,4	2,4	22,74	4850	3	9,3	3,10	24,94
4880	3	9,6	3,2	32,11	4950	2	9,1	4,55	38,80
5000	3	8,3	2,73	26,60	5660	2	5,6	2,80	22,20
5150	2	4,7	2,35	22,15	5270	4	12,5	3,12	34,65
5230	2	6,5	3,25	32,70	5490	4	14,2	3,55	29,23
5340	3	9,3	3,10	30,94	5740	4	19,5	4,86	41,70
5420	2	7,1	3,05	30,35	6320	1	7,7	7,7	68,73
5640	4	13,8	3,45	35,04	6360	3	10,3	3,44	28,17
5780	3	11,5	3,83	39,50	6430	2	9,7	4,85	46,17
6240	2	8,9	4,45	46,76	6505	2,5	15,3	6,12	53,69
6300	1	6,2	6,02	67,27	6565	3	17,9	5,98	52,36
6360	2	9,6	4,8	50,86	6645	3,5	21,1	6,00	52,55
6450	5	21,4	4,28	44,77	6755	2	29,2	5,88	53,41
6600	3	14,7	4,92	52,27	6835	5	28,7	5,78	50,46
6680	4	19,4	4,83	51,22	6845	4	24,5	6,11	53,60
6760	5	24,1	4,82	51,10	6850	4	24,7	6,18	45,26
6810	5	23,4	4,73	50,05	7265	6	48,0	8,00	71,59
6840	4	21,6	5,35	57,31	7320	5	37,6	7,59	67,69
6885	4	21,8	5,42	58,13	7450	3	26,9	8,99	81,02
7045	4	20,7	5,30	56,72	7580	2	21,7	10,85	98,72
7225	7	39,2	5,60	60,24	7480	4	34,6	8,70	78,25
7300	3	19,8	6,60	71,96	7970	2	13,9	6,95	61,59
7400	3	20,1	6,73	73,48	8040	1,5	9,0	6,00	52,55
7560	2	14,5	7,25	79,59	8100	3,5	32,8	9,35	84,44
7630	7	65,3	9,33	104,0	8150	2,5	28,3	11,30	103,1
8180	3	19,8	6,60	72,00	8200	1,5	13,5	9,00	81,11
8200	2	14,7	7,35	80,75	8240	4	38,9	9,73	88,06
8230	4	30,6	7,68	84,85	8320	2	20,9	10,45	94,91
8320	2	19,5	9,75	108,9	8210	2	14,4	7,20	63,79
8190	2	13,9	6,95	76,06	8270	2	21,3	10,65	96,82
8260	2	19,0	9,50	105,01	8650	2	26,3	13,15	120,6
8380	4	34,1	8,53	94,60	8800	3	26,8	8,93	80,44
8590	3	26,9	8,97	99,73			37,7	12,57	115,1
8670	3	30,0	10,00	111,8	9040	3	39,4	13,13	120,4
8800	5	35,2	7,04	77,12	9150	2	26,0	13,00	128,7
9000	3	27,9	9,30	103,6	9310	3	43,3	14,43	132,8
9100	8	78,0	9,75	108,9	9650	5	62,0	12,40	113,5
9400	2	23,2	11,60	130,6	9500	3	32,1	10,70	97,30
9660	3	34,7	11,57	130,2	8450	2	18,2	9,1	82,06
9700	2	22,4	11,20	125,9	8000	2,5	13,1	5,21	45,03
9500	4	36,5	9,13	111,6	7230	2,5	14,1	5,63	49,03
9240	3	19,6	6,53	71,26	6400	2	7,6	3,80	31,61
8200	2	13,6	6,80	74,30	6350	3	10,3	3,55	29,23
8050	3	15,9	5,30	56,72	4800	3,5	5,8	1,66	11,23
6600	1,5	7,5	5,00	53,21	4000	2	2,7	1,35	8,28
5160	2	4,5	2,25	20,98					

ist bei den Schwankungen die Übereinstimmung beider Apparate in der „Phase". In der „Amplitude" ist diese Übereinstimmung weniger gut, weil die Schwankungen außerordentlich rasch mit der Höhe veränderlich sind. Die Ablesungen der Apparate liegen nämlich durchschnittlich etwa 1–2 Minuten auseinander, was 30–70 m Höhendifferenz bedeutet, so daß eine Gleichheit in den „Amplituden" beider Apparate nur dann möglich ist, wenn sich die Ionisation mit wachsender Höhe langsam ändert. Das ist zwischen 6400 und 7200 m Höhe im großen und ganzen der Fall, und dementsprechend stimmen die Ergebnisse mit beiden Ionisationskammern in diesem Höhenintervall gut überein.

Wegen der Größe der Schwankungen in beiden Apparaten lassen sich diese nicht durch Ablesefehler erklären. Der Fehler einer Einzelmessung konnte bei einer früheren Hochfahrt bestimmt werden, als der Ballon 15 Minuten

lang in einer konstanten Höhe von 8100 m verblieb. Er betrug für einen Voltverlust von rund 15 Volt zu 3–5 Proz., für einen solchen von rund 3 Volt zu 7–10 Proz. Für die in der Tabelle angegebenen Voltverluste ist mit Ablesefehlern der Einzelmessung von rund ± 5 Proz. zu rechnen.

Aus der Gleichheit der Schwankungen in beiden Apparaten folgt, daß ein äußerer, von der Höhe abhängiger Einfluß wirksam gewesen sein muß. Die Änderung der Luft- und damit der Apparattemperatur kommt nicht in Betracht: erstens ist eine Abhängigkeit der benutzten Strahlungsapparate von der Temperatur selbst in sehr großen Temperaturintervallen niemals festgestellt worden; zweitens ist aber bei einer Steiggeschwindigkeit von rund 0,6 m/sec und vor allem bei der hohen Wärmekapazität des Instrumentes kaum von einer Lüftung zu sprechen, die beim Durchstoßen einer Temperaturinversion oder beim wechselnden Besonnen und Beschatten des Instrumentes durch Drehen des Ballons derart rasche Temperaturänderungen hervorgerufen haben könnte.

Die Schwankungen müssen daher durch wechselnde Ionisation bedingt sein. Sie können nur als Wirkung radioaktiver Massen gedeutet werden, die in dünnen Schichten in verschiedenen Höhen konzentriert waren und somit zu der eigentlichen Höhenstrahlung Zusatzstrahlungen lieferten, deren Intensität etwa die gleiche Größe hat, wie die Höhenstrahlung; denn die Deutung dieser Schwankungen als Sekundäreffekte der Höhlenstrahlung scheitert an ihrer Größe.

Diese Deutung wird gestützt durch die Ergebnisse früherer Messungen an Funktürmen bis 200 m, bei Flugzeugaufstiegen über Land und See bis 5500 m und zwei Freiballonaufstiegen auf 8200 bzw. 8800 m Höhe. Die ausführliche Darstellung und eingehende Kritik dieser Messungen erfolgte in meiner Dissertation. Danach ist die Luftstrahlung, die man bisher zu 0,1–0,2 Ionen cm^{-3} sec^{-1} angenommen und daher als unerheblich vernachlässigt hatte, bei Messungen in größeren Höhen recht beträchtlich. Zwar zeigte sie im allgemeinen die normalerweise vorauszusehende rasche Abnahme mit der Höhe. In der Nähe von Sperrschichten in der Atmosphäre ergeben sich jedoch teilweise ganz abnorm hohe Intensitäten, welche kaum anders als durch größere Mengen strahlender Substanzen in den Sperrschichten zu erklären waren. Natürlich rief nicht jede Sperrschicht erhöhte Strahlung hervor, jedoch wurde niemals eine Intensitätserhöhung gefunden, die nicht auf die Wirkung einer benachbarten Sperrschicht zurückzuführen war. Besonders auffällig war bei den beiden früheren Hochfahrten (18. Februar und 19. März 1932) auf 8200 und 8800 m Höhe die starke Zunahme der Intensität in 8000 bzw. 8400 m Höhe, jeweils zusammenfallend mit einer kräftigen Inversion. Da die Aufstiege im Februar und März stattfanden, sind diese Inversionen wahrscheinlich die „große Inversion" gewesen. Ebenso wie damals ergab sich auch bei der Hochfahrt am 24. März eine außerordentlich starke Zunahme der Luftstrahlung mit wachsender Höhe.

Die Ionisationskurve der Hochfahrt vom 24. März 1933 zeigt im Prinzip denselben Verlauf wie die Kurven vom 18. Februar und 19. März, starke Schwankungen mit wachsenden Höhen, die mit Sperrschichten zusammenfallen. Allerdings wurde am 24. März 1933 die große Inversion bestimmt nicht erreicht, die nach freundlicher Mitteilung von Herrn Professor Dr. Reger am 24. März 1933 in Lindenberg in einer Höhe von 11500 m gefunden wurde. Auffällig erscheint dagegen im Vergleich zu den Aufstiegen am 18. Februar und 19. März 1932, daß die Zahl der Schwankungen sehr viel größer ist als bei diesen Fahrten. Danach sollten also am 24. März 1933 die aktiven Massen in zahlreichen dünnen Schichten in der Atmosphäre konzentriert gewesen sein, während sich am 18. Februar und 19. März diese Konzentration auf nur wenige Schichten beschränkte.

Die Verteilung der aktiven Massen in zahlreichen dünnen Schichten wird aus den meteorologischen Verhältnissen am 24. März 1933 verständlich. Über der am 20. März in Mitteleuropa eingebrochenen Kaltluft befand sich Warmluft in absinkender Bewegung, die in 7000 m Höhe am 23. März Luftgeschwindigkeiten bis 40 m/sec aus ONO aufwies. Die Luftgeschwindigkeit flaute am 24. März auf etwa 25 m/sec in 8000 m Höhe ab. Es bestand also eine ausgesprochene Abgleitfläche, für die ja eine blättrige Struktur der Luftschichtung charakteristisch ist. Ist nun aber Luft aus größeren Höhen reicher an aktiven Massen als solche aus geringeren, so muß eine Abgleitfläche im ganzen eine Zunahme der Ionisation gegenüber dem Normalzustand bedingen, zugleich aber müssen die aktiven Massen entsprechend der blättrigen Struktur der abgleitenden Warmluft ebenfalls ausgeprägte Schichtung aufweisen, was mit den Beobachtungen vom 24. März gut übereinstimmt.

Zusammenfassend läßt sich also sagen: Die Intensitätskurve der Ionisation am 24. März 1933 zeigt in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der beiden früheren Hochfahrten eine große Veränderlichkeit der Gesamtionisation in den Höhen über 5000 m. Diese Veränderlichkeit steht jedoch in engem Zusammenhang mit meteorologischen Faktoren und muß daher als

Änderung des Gehaltes der betreffenden Luftschichten an aktiven Massen gedeutet werden. Die Gesamtionisation ist bei Messungen über 5000 m Höhe aus zwei Komponenten zusammengesetzt, von denen die eine, nämlich die Höhenstrahlung, nach Messungen unter 5000 m Höhe und besonders am Erdboden innerhalb der Meßgenauigkeit von $\pm$ 3 Proz. nicht veränderlich zu sein scheint[1]).

Die andere Komponente, die Luftstrahlung, ist dagegen außerordentlich starken Schwankungen unterworfen. Macht man die Annahme, daß bei den geringsten Intensitäten, die in den verschiedenen Höhen gemessen wurden, der Einfluß der Luftstrahlung verschwindend klein war, so ergibt sich die punktierte Linie in Abb. 3 als Mittel sämtlicher Messungen. Sie kann natürlich nur angenähert richtig sein. Diese Kurve würde also den Verlauf der Höhenstrahlung selbst zeigen. Im Mittel ergeben sich dann in den Höhen zwischen 6 und 9 km Abweichungen von 15–30 Ionen als Wirkung der Luftstrahlung, also eine rund 50–100fache Zunahme der Luftstrahlung gegenüber den Intensitäten am Erdboden. Da die Luftstrahlung bis 5000 m Höhe nur eine untergeordnete Rolle spielt (bis 10 Proz. der Gesamtionisation) und somit leicht eliminierbar ist, kann bis zu dieser Höhe der tatsächliche Verlauf der Höhenstrahlung ohne weiteres angegeben werden. Über 5000 m Höhe steigt dagegen der Anteil der Luftstrahlung an der Gesamtionisation auf 30–60 Proz., und eine Trennung der gemessenen Intensität in Höhen- und Luftstrahlung erscheint nur in großen Zügen möglich.

Die Ergebnisse der drei Hochfahrten scheinen damit zunächst im Gegensatz zu den Messungen von Kolhörster (5), Regener (6) und Piccard und Cosyns (7) zu stehen, die alle einen glatten Kurvenverlauf[2]) für die Intensitätsverteilung der Höhenstrahlung erhielten und keine ausgesprochene Zunahme der Strahlung zwischen 8 und 9 km Höhe fanden. Der erste Widerspruch löst sich, wenn man die Verteilung der Meßpunkte dieser Beobachter betrachtet. Kolhörster gibt für seine Hochfahrt auf 9300 m die Intensitäten von 500 zu 500 m an, Regener in dem Bereich 9–16 km Höhe von 1000 zu 1000 m, und Piccards Messungen liegen in dem gleichen Höhenintervall 2000–3000 m auseinander. Werden aber die Ergebnisse meiner Hochfahrten über einen Bereich von 1000 zu 1000 m gemittelt, so ergeben sie gleichfalls eine glatte Kurve. Denn bei dieser Mittelung gleichen sich die Schwankungen vollkommen aus.

Die früher gefundene starke Zunahme der Strahlung zwischen 8 und 9 km Höhe wurde auf einen starken Gehalt der großen Inversion an strahlenden Substanzen zurückgeführt. Nun fanden meine Hochfahrten im Februar und März statt, also zu einer Jahreszeit, in der die Stratosphäre tatsächlich zwischen 8 und 9 km beginnt, während Kolhörster seine Hochfahrten auf 9300 m im Sommer 1913 ausführte, also bei einem Beginn der Stratosphäre in rund 10 bis 11 km Höhe. Der Einfluß der in der großen Inversion angesammelten aktiven Massen konnte bei Kolhörster demnach gar nicht zum Ausdruck kommen. Analog zur Verteilung der aktiven Massen in den Sperrschichten unter 8000 m Höhe werden auch in der großen Inversion die aktiven Massen in verhältnismäßig dünner Schicht im unteren Teil der Sperrschicht konzentriert sein, so daß die Annahme berechtigt erscheint, daß diese Schicht sich etwa 500 m unter dem Beginn der großen Inversion bemerkbar macht und ihre Wirksamkeit etwa 1000 bis höchstens 2000 m in die Stratosphäre hinein erstreckt. Dann werden sich aber bei den weit auseinander liegenden Meßpunkten von Regener und Piccard und Cosyns diese Einflüsse nicht bemerkbar machen, es sei denn, daß ein Meßpunkt gerade zufällig in den Schwerpunkt der aktiven Schicht hineinfällt.

Aus früheren Messungen ergab sich der Absorptionskoeffizient der aktiven Massen in Übereinstimmung mit Bestimmungen an bodennahen Sperrschichten zu rund $4 \cdot 10^{-5}$ cm^{-1} für Luft unter Normalbedingungen. Dieser Koeffizient liegt in der Größenordnung der Absorptionskoeffizienten von *RaC* und *ThC''* ($6{,}0 \cdot 10^{-5}$ und $4{,}55 \cdot 10^{-5}$). Jedoch können hieraus keine Schlüsse auf die Art der strahlenden Substanzen gezogen werden, zumal für die höheren Luftschichten eine Herkunft der aktiven Massen aus dem Erdboden nur schwer anzunehmen ist. Da der normale Emanationsgehalt der Luft am Erdboden von rund $1{,}3 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3} durch die γ-Strahlung (die ja in den benutzten Strahlungsapparaten allein wirksam ist) der Folgeprodukte eine Ionisation von 0,1 Ionen hervorruft, könnten die bis 1000 m Höhe gemessenen Luftstrahlungsintensitäten von 0,1–0,7 Ionen noch auf Emanationsmengen zurückgeführt werden, die von Aufgleitflächen vom Boden aus in größere Höhen transportiert wurden. Aber schon für die Höhen von 1000–5000 m wird diese Erklärung sehr unwahrscheinlich. Macht man nämlich die sicher nicht zutreffende Annahme, daß eine am Erdboden aufliegende Luftschicht von 500 m Dicke

1) Dabei muß natürlich der Barometereffekt (4) der Höhenstrahlung berücksichtigt werden.

2) Neuerdings findet Regener [Phys. Z. **34**, 880 (1933)] eine starke Streuung seiner Messungen in der Nähe der großen Inversion, deren Reellität er aber bezweifelt.

und einem mittleren Emanationsgehalt von $3 \cdot 10^{-16}$ Curie auf irgendeine Weise in größere Höhen transportiert wird, und sich in dieser Höhe der gesamte Emanationsgehalt in einer Schicht von 50 m Dicke konzentriert, so herrscht in der Mitte dieser Schicht angenähert eine Ionisation von 2–3 Ionen, was etwa der mittleren Luftstrahlungsintensität entspricht in 2000 bis 5000 m Höhe. Diese Annahme einer mittleren Emanationskonzentration von $3 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3} zwischen Boden und 500 m Höhe setzt nach den Berechnungen von Priebsch (10) eine Emanationskonzentration am Boden von $4–5 \cdot 10^{-16}$ Curie voraus. Für die über 5000 m Höhe gemessenen Luftstrahlungsintensitäten von 10–30 Ionen im Mittel ergeben sich unter der gleichen Annahme über den Emanationstransport und deren Konzentration in sehr dünnen Schichten ein Emanationsgehalt am Boden von $30–50 \cdot 10^{-16}$ Curie cm^{-3}. Solche Emanationsmengen werden aber in Freiluft am Erdboden nur in seltenen Fällen anzunehmen sein.

Dazu kommt die Zunahme der Luftstrahlung mit wachsender Höhe, die mit einer Herkunft der aktiven Massen aus dem Erdboden unvereinbar erscheint. Nimmt man zunächst an, daß aktive Massen in der großen Inversion vorhanden sind, dann müssen die höheren Sperrschichten reicher an aktiven Substanzen sein als die tieferen. Diese aktiven Substanzen können auf zwei verschiedenen Wegen in die große Inversion gelangt sein.

Entweder greift man auf die alte Anschauung von der Anwesenheit aktiver Staubmassen in der Stratosphäre von Gockel und Linke (11) zurück bzw. auf die von Bongards (12), der ein Eindringen von Emanationsmengen aus der Sonne her in den Luftmantel der Erde annahm. Oder man nimmt an, daß durch den Transport bodennaher Luftschichten längs einer Aufgleitfläche Emanation in die Stratosphäre gelangt, wobei die so transportierten, natürlich außerordentlich geringen Emanationsmengen in der großen Inversion hängen bleiben. Durch dauernde Wiederholung dieses Vorganges müßte sich dann die große Inversion allmählich mit Emanation und deren Folgeprodukten anreichern. Dabei müßte jedoch wohl angenommen werden, daß ein radioaktiver Gleichgewichtszustand besteht, wobei im Mittel ebensoviel aktive Substanz in die Stratosphäre gelangt, wie in der gleichen Zeit zerfällt.

Zusammenfassung.

Eine am 24. März 1933 durchgeführte Ballonhochfahrt zur Untersuchung des Intensitätsverlaufes der Höhenstrahlung ergibt in Bestätigung zweier früherer Hochfahrten im Mittel bis 7000 m Höhe gute Übereinstimmung mit den Messungen von Kolhörster 1913/14. Über 7000 m Höhe wächst die Intensität jedoch rascher an und erreichte in 9300 m Höhe 133 Ionen gegenüber 83,6 Ionen bei Kolhörster. Die Intensitätskurve zeigt starke Schwankungen mit wachsender Höhe. Diese starken Schwankungen wurden auf Einflüsse der Luftstrahlung zurückgeführt, die entgegen den bisherigen Annahmen mit wachsender Höhe zunimmt, und zwar von 0,1 Ionen am Boden auf rund 20 bis 30 Ionen in 9000 m Höhe. Diese Luftstrahlung ist jedoch an das Vorhandensein von Sperrschichten in der Atmosphäre gebunden. Aus den gleichen Ursachen wurden auch die Unterschiede zwischen meinen Messungen der Höhenstrahlung und den alten Messungen von Kolhörster über 6000 m Höhe erklärt.

Die Untersuchung wurde auf Veranlassung von Prof. Kolhörster durchgeführt, dem ich für seine Unterstützung meinen Dank ausspreche. Die benutzten Strahlungsapparate entstammten einer Leihgabe der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft für Professor Kolhörster. Die Fahrt finanzierte der Bitterfelder Verein für Luftfahrt und das Höhenstrahlungslaboratorium mit Mitteln des Reichsverkehrsministeriums. Zu Dank verpflichtet bin ich auch den Herren Prof. Dr. Reger und Dipl.-Ing. Wollé vom Aeronautischen Observatorium Lindenberg und der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt für die Überlassung und Eichung der benutzten meteorologischen Instrumente. Besondern Dank schulde ich Herrn Dr.-Ing. Schrenk für seine umsichtige Ballonführung und sein verständnisvolles Eingehen auf meine fahrtechnisch nicht immer leicht durchzuführenden Wünsche.

Literaturverzeichnis.

1) G. A. Suckstorff, Naturw. **20**, 506, 1932; Zeitschr. f. Geophys. **10**, H. 2 (1934); Diss. Berlin, 1933.
2) W. Kolhörster, Verh. d. dtsch. Phys. Ges. **16**, 729, 1914.
3) A. Wigand und F. Wenk, Ann. d. Phys. **86**, 657, 1928.
4) W. Kolhörster und L. Tuwim, Ergebnisse d. kosm. Phys. I. Band, 1931.
5) W. Kolhörster, Physik. Zeitschr. **14**, 1153, 1913.
6) E. Regener, Physik. Zeitschr. **34**, 306, 1933.
7) A. Piccard und M. Cosyns, C. R. **195**, 604, 1932.
8) E. Schmid, Wien. Ber. **140**, 27, 1931.
9) W. Kosmath, Gerl. Beitr. zur Geophys. **25**, 95, 1930.
10) J. Priebsch, Physik. Zeitschr. **32**, 310, 1931.
11) F. Linke, Meteor. Zeitschr. **33**, 310, 1916.
12) H. Bongards, Physik. Zeitschr. **25**, 679, 1924.

Höhenstrahlungslaboratorium des Meteor.-Magn. Observatoriums Potsdam, 5. Februar 1934.

(Eingegangen 26. Februar 1934.)

Bemerkung zu dem Artikel von A. Gehrts: „Der Stromübergang im Quecksilberlichtbogen (Niederspannungsbogen)."

Von F. Lüdi.

In einer kürzlich in dieser Zeitschrift erschienenen Arbeit versucht A. Gehrts[1]) die Langmuir-Schottkyschen Anschauungen über die Feldemission, „die heute durchweg angenommen werden", durch Betrachtungen über den positiven Anteil des Stromüberganges zu stützen und kommt zum Schluß, daß ein 1,5- bis 5prozentiger positiver Stromanteil ein Feld von etwa $5 \cdot 10^5$ Volt/cm erzeuge, welches genüge, um einen Elektronenstrom von 4000 Amp./cm² zu erzeugen, obschon nach Theorien von Schottky und Fowler-Nordheim Felder von 10^7 bis 10^8 Volt/cm erforderlich sind.

Er geht dabei auf meine Arbeit[2]) „Über den Mechanismus der Elektronenauslösung im Kathodenfleck einer Bogenentladung", in der die Feldemissionstheorie einer eingehenden Kritik unterzogen wird, ein und bemerkt, daß er der dort entwickelten Anschauung (nämlich der Elektronenauslösung durch Stöße zweiter Art durch Vielfachionen) nicht beistimmen könne, „abgesehen davon, daß diese Überlegungen zu einer Ablehnung der Anschauungen von Langmuir-Schottky führen".

Nun sei folgendes zu den Ausführungen von Gehrts (zu S. 876) bemerkt:

1. Von Nottingham[3]) wurden Cu^{++}-Ionen mit großer Wahrscheinlichkeit an der Kathode des Kupferbogens nachgewiesen. Außerdem sind die Gründe des erschwerten Nachweises von Mehrfachionen am Schluß der Arbeit von Risch und Lüdi[4]) angeführt.
2. Die sechsfachen Cu^{6+}-Ionen werden im Hinblick auf die totale Energiebilanz gefordert (siehe Risch und Lüdi), so daß auch dem Energieverlust durch die Rückstoßatome Rechnung getragen ist.
3. Daß der Strahlungsverlust nicht von Bedeutung ist, wurde schon von anderen Autoren diskutiert[5]).
4. Für die Feldberechnung nehme ich die von Tanberg gemessene größte Stromdichte von 14000 Amp./cm² als 100prozentigen positiven Ionenstrom (aus diesem Grund ist eine weitere Feldsteigerung nur auf Grund einer Erhöhung des Kathodenfalls möglich, was aber voraussetzt, daß die Elektronen gegen ein Gegenfeld laufen müssen) und errechne damit ein Feld von $3{,}8 \cdot 10^6$ Volt/cm, welches nach der Formel von Nordheim[1]) (bei welcher der Schottky-Effekt berücksichtigt ist) einen Emissionsstrom von nur 10^{-53} Amp./cm² ergibt; erst ein Feld von $3{,}8 \cdot 10^7$ Volt/cm würde einen Emissionsstrom von $3{,}9 \cdot 10^4$ Amp./cm² liefern. Gehrts errechnet sogar nach der klassischen Schottkyschen Theorie ein Feld von 10^8 Volt/cm, wobei diese Theorie (thermische Emission bei Erniedrigung der Austrittsarbeit durch das Feld) gerade bei so hohen Feldern ihre Gültigkeit verliert, da der weitaus größere Stromanteil unter dem Potentialberg (wellenmechanischer Tunneleffekt) durchfließt.

   Wenn Gehrts die eine oder zwei fehlenden Zehnerpotenzen mit der Bemerkung, daß Versuche[2]) eine Feldemission schon bei einer niedrigeren Potenz gezeigt haben, wettmachen will, so kann ich dem nicht beistimmen, denn erstens würde die genaue Berechnung des positiven Ionenanteils im ersten Teil seiner Arbeit ganz illusorisch, und zweitens ist die Bemerkung bei genauem Hinsehen nicht berechtigt.
5. Daß nämlich die Formel von Nordheim den gesetzmäßigen Verlauf der Feldemission richtig erfaßt, ist durch die empirisch aufgestellte Formel

$$I = \text{const}\ e^{a/F}$$

   von Millikan und Mitarbeitern bewiesen. Hinsichtlich des absoluten Wertes bestand eine Differenz mit der theoretischen Formel, da eine Elektronenemission schon bei Feldern von einigen 10^6 Volt/cm festgestellt wurde, während nach der Nordheimschen Formel der Schwellenwert $2 + 3 \cdot 10^7$ Volt/cm betrug. Diese Differenz erklärte man jedoch nicht durch das Versagen der Nordheimschen Formel, sondern man machte die Annahme, daß das Feld in Wirklichkeit durch Spitzenwirkung über das gemessene vergrößert werde. Gehrts müßte also eine solche Spitzenwirkung annehmen, wodurch die genaue Berechnung des positiven Ionenanteils ebenfalls bedeutungslos wird.
6. Nun ist jedoch folgendes zu bemerken:

   Die Diskrepanz in den Absolutwerten ist gar nicht vorhanden, wenn zwei Effekte berücksichtigt werden.

1) A. Gehrts, Physik. Zeitschr. **34**, 870, 1933.
2) F. Lüdi, Zeitschr. f. Phys. **82**, 815, 1933.
3) W. Nottingham, Journ. Frankl. Inst. **207**, 299, 1929.
4) R. Risch und F. Lüdi, Zeitschr. f. Phys. **75**, 812, 1932.
5) L. Nördheim, Roy. Soc. Proc. London (A) **121**, 626, 1928.

1) R. Tanberg, Phys. Rev. **35**, 1080, 1930. — W. Berkey und R. Mason, Phys. Rev. **38**, 943, 1931.
2) K. T. Compton und I. Langmuir, Rev. of Mod. Physics **2**, 168, 1930.

Erstens durch Hitzebehandlung, also Befreiung der Metalloberfläche von Verunreinigungen, welche die Austrittsarbeit erniedrigen, kann der Schwellenwert für das Feld schon auf 10^7 Volt/cm heraufgedrückt werden.

Zweitens bemerkt Nordheim[1]) hierzu, daß dieser Wert schon nahe dem von seiner Formel geforderten $2+3\cdot10^7$ Volt/cm komme.

Dazu ist folgendes hervorzuheben: Die Rechnungen stützen sich auf die 1928 von Fowler-Nordheim[2]) angegebene Formel

$$I = 7{,}5\cdot10^{-6}\frac{\mu^{1/2}}{(\mu+\varphi)\varphi^{1/2}}F^2\cdot e^{-2{,}1\cdot10^8\varphi^{3/2}/F}.$$

In dieser Formel ist jedoch ein Rechenfehler; der Faktor im Exponent ist 3mal zu groß, der richtige Faktor ist $6{,}8\cdot10^7$; dies ist erst etwa zwei bis drei Jahre bekannt, also jedenfalls nach den Publikationen, auf die Langmuir und Compton in Rev. of Modern Physics Bezug nehmen.

Es ist also ersichtlich, daß mit Berücksichtigung dieses Rechenfehlers die theoretische Formel auch hinsichtlich ihres Absolutwertes mit dem Experiment übereinstimmt. Aus diesem Grunde erscheint es mir angemessener, auf dem Boden einer möglichen richtigen Feldemissionsberechnung zu bleiben und von einer Vergrößerung des Feldes durch Spitzenwirkung abzusehen, um so mehr, als die Spitzenbildung zu der Vorstellung eines flüssigen Kathodenflecks nicht gut paßt. (Bei der Kleinheit der Dunkelraumdicke kommen Unebenheiten, wie sie bei einer bewegten Flüssigkeit auftreten, als Spitzen gar nicht in Betracht.)

7. Die Feldtheorie, die also nicht imstande ist, die Stromführung an der Kathode quantitativ zu erklären, gibt auch keine Rechenschaft von den hohen Rückstoßgeschwindigkeiten der Atome im Kathodenfleck einer Bogenentladung, und mit Mason[3]) ist wohl zu fordern, daß jede künftige Bogentheorie hiervon Rechenschaft geben muß.

1) L. Nordheim, Zusammenfassender Bericht: Physik. Zeitschr. **30**, 189, 1929.
2) R. Fowler und L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. London (A) **119**, 173, 1928.
3) R. Mason, Märzheft 1933, Trans. Akt. of the Amer. Inst. of Electr. Ing.

(Eingegangen 20. Januar 1934.)

Der Stromübergang im Quecksilberlichtbogen.

(Erwiderung auf die vorstehenden Bemerkungen des Herrn Lüdi.)

Von A. Gehrts.

In der kürzlich in dieser Zeitschrift erschienenen Veröffentlichung[1]) über „den Stromübergang im Quecksilberlichtbogen" habe ich gezeigt, daß sich der Anteil der positiven Ionen am Stromübergang mit guter Genauigkeit aus Kathodenfallmessungen berechnen läßt. Wenn nur einwertige positive Ionen am Stromübergang beteiligt sind, ergibt sich hierfür ein Betrag von rund 2 Proz.

Im Quecksilberlichtbogen sind nun sehr schnelle, dem Kathodenfleck entströmende neutrale Moleküle nachgewiesen, deren Entstehung R. Risch und F. Lüdi[2]) durch Stöße zweiter Art von vielfach geladenen Ionen gegen die Kathode zu erklären versuchen. Da hiernach (sowie nach den weiteren von mir angestellten Überlegungen) die Möglichkeit, daß auch mehrfach geladene positive Ionen am Stromübergang im Quecksilberlichtbogen mitbeteiligt sind, nicht von der Hand zu weisen war, habe ich anschließend erörtert, wie sich der aus den Kathodenfallmessungen berechnete Wert des Ionenanteiles bei Berücksichtigung dieser Tatsache ändert. Unter der (für die Rechnung einfachsten) Grenzannahme, daß der gesamte positive Ionenstrom nur aus vierfach geladenen positiven Ionen besteht, ergibt sich, daß rund 5 Proz. des übergehenden Stromes durch positive Ionen vermittelt wird.

Es war nun weiter zu untersuchen, in welchem Umfange mehrfach (zweifach, dreifach, vierfach usw.) geladene positive Ionen am Stromübergang beteiligt sind. Dies führte zu einer Erörterung der von Herrn Lüdi[3]) vertretenen Anschauung, daß die Elektronenemission an der Kathode des Quecksilberlichtbogens dadurch zustande komme, daß die potentielle Energie von Mehrfachionen durch Stöße zweiter Art an die Elektronenatmosphäre gerade außerhalb der Kathode übertragen und auf mehrere Elektronen verteilt werde, die so genügend kinetische Energie zur Überwindung der Austrittsarbeit erhielten. Würde die Elektronenemission tatsächlich ausschließlich im Sinne der Anschauung von Herrn Lüdi erfolgen, so wäre wohl anzunehmen, daß nicht nur mehrfach geladene positive Ionen am Stromübergang mitbeteiligt sind, sondern daß der positive Ionenstrom fast ausnahmslos aus etwa sechsfach geladenen positiven Ionen besteht. Dann würde die Berechnung

1) A. Gehrts, Physik. Zeitschr. **34**, 870–876, 1933.
2) R. Risch und F. Lüdi, Zeitschr. f. Phys. **75**, 812–822, 1932.
3) F. Lüdi, Zeitschr. f. Phys. **82**, 815–832, 1933.

des Anteils der positiven Ionen am Stromübergang einen Wert größer als 5 Proz. ergeben.

Bisher lassen sich aber keine zwingenden Gründe anführen, die ein Aufgeben der von Langmuir und Schottky entwickelten Feldtheorie der Elektronenemission und eine Annahme der von Herrn Lüdi vertretenen Anschauung erfordern. Denn:

1. Die von Herrn Lüdi (S. 821 und 822 a. a. O.) als Beweis für die Unmöglichkeit der Feldtheorie angegebenen Gründe sind nicht stichhaltig. Wird die von Herrn Lüdi übersehene Tatsache berücksichtigt, daß der Betrag des positiven Ionenstromes selbst von der Höhe des Kathodenfalles abhängt, so ergibt sich für die Feldstärke an der Kathode Proportionalität mit dem Kathodenfall und nicht, wie Herr Lüdi berechnet, eine Proportionalität mit der vierten Wurzel aus dem Kathodenfall. Damit entfallen auch die weiteren hieraus gezogenen Folgerungen.
2. „Abgesehen davon, daß wir den Überlegungen von Lüdi, die zur Ablehnung der Anschauungen von Langmuir und Schottky führen, nicht beistimmen können, stößt die von Lüdi vertretene Ansicht . . . doch wohl auf einige Schwierigkeiten." Aus den Versuchen läßt sich bisher höchstens auf das Vorhandensein von doppelt geladenen positiven Ionen schließen. Die Annahme, daß der positive Ionenstrom nur aus mehrfach, und zwar sechsfach geladenen positiven Ionen besteht, ist in hohem Maße unwahrscheinlich.
3. Als einzige Stütze, für die von Herrn Lüdi vertretene Anschauung über das Zustandekommen der Elektronenemission läßt sich lediglich vorbringen: Die Annahme von vielfach geladenen positiven Ionen im Quecksilberlichtbogen ermöglicht eine Deutung der Entstehung jener schnellen, dem Kathodenfleck entströmenden Moleküle, wobei noch die Frage offen bleibt, ob nicht eine andere Deutung[1]) für die Bildung dieser schnellen neutralen Moleküle gegeben werden kann.

In den obenstehenden Ausführungen will Herr Lüdi die Berechtigung für die von ihm gegebene Erklärung der Elektronenemission im Quecksilberlichtbogen aus der Tatsache herleiten, daß für das Feld an der Kathode im Quecksilberlichtbogen kein höherer Betrag als 10^5–10^6 V/cm angesetzt werden kann, während zur Erzielung eines Elektronenstromes einer Dichte von etwa 4000 Amp/cm² nach der Feldtheorie (Formeln von Schottky und Nordheim)[1]) ein Feld von 10^7–10^8 V/cm erforderlich sein würde. Hieraus schließt Herr Lüdi (Punkt 7 seiner Ausführungen), daß die Feldtheorie nicht imstande ist, „die Stromführung an der Kathode quantitativ zu erklären". In meiner Veröffentlichung habe ich bereits kurz angedeutet, daß der Unterschied zwischen den beobachteten und den berechneten Werten der Austrittsarbeitserniedrigung auf der bekannten Schwierigkeit beruht, den äußeren Potentialgradienten in sehr kleinen Abständen von der Kathode zu bestimmen, und habe weiter auf die einschlägigen Ausführungen von W. Schottky[2]) hingewiesen. Es liegt keine Veranlassung vor, hieraus auf ein Versagen der Feldtheorie zu schließen.

Maßgebend für den Betrag der Elektronenemission (Höhe des Sättigungsstromes) sind die Vorgänge, die sich in der Schwellenebene abspielen, in der die rücktreibende Kraft des elektrischen Spiegelbildes durch die beschleunigende Kraft des äußeren Feldes gerade aufgehoben wird. Diese Schwellenebene befindet sich bei niederen Feldstärken in einem Abstande von etwa $5 \cdot 10^{-6}$ cm von der Kathode. Sie rückt mit wachsender Feldstärke immer dichter an die Kathode heran und dürfte bei Feldstärken, wie wir sie im Quecksilberlichtbogen annehmen müssen, in einem Abstande von rund 10^{-7} cm von der Kathode liegen, d. h. in einem Abstand von der Größenordnung des Atomabstandes. Die Berechnung der Feldstärke an der Kathode setzt dann aber eine genaue Kenntnis der Oberflächenbeschaffenheit der Kathode voraus. Diese Rauhigkeit der Oberfläche (die nicht zu verwechseln ist mit makroskopischen Unebenheiten oder gar Spitzen!) bedingt, daß die Feldstärke an bevorzugten Stellen sicher eine Zehnerpotenz größer sein kann, als die aus der makroskopischen Oberflächengestalt berechnete Feldstärke. Im vorliegenden Falle kommt hierzu noch die Strukturwirkung, die darauf beruht, daß das Feld durch diskrete Ladungsträger (positive Ionen) aufgebaut wird. Das Auftreten von Mehrfachionen

1) Ohne weiteren Deutungen vorzugreifen, mag doch darauf hingewiesen werden, daß die besonders von Schottky und Issendorff im Quecksilberlichtbogen näher untersuchte, sehr starke konvektive Strömung wohl nicht die ihr gebührende Beachtung gefunden hat; vgl. W. Schottky und J. v. Issendorff, Zeitschr. f. Phys. **31**, 163–201, 1925; ferner A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **11**, 260–283, 1922. — Risch und Lüdi bezeichnen die von ihnen gegebene Deutung selbst nur als eine mögliche (a. a. O. S. 814), s. auch K. T. Compton, Phys. Rev. **36**, 706–708, 1930.

1) Der Unterschied zwischen Beobachtung und Rechnung ändert sich größenordnungsmäßig nicht — er beträgt zwei Zehnerpotenzen —, wenn wir die Beziehung von Schottky durch die von Nordheim mit oder ohne den Faktor 3 ersetzen.

2) W. Schottky in Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik Bd. XIII, Teil II, S. 257–262, insbesondere S. 259–260; vgl. auch W. Schottky, Zeitschr. f. Phys. **14**, 63–106, 1923, insbesondere S. 76 ff. Abs. 5: „Elektronische Spitzenwirkung".

vergrößert diese Strukturwirkung weiter. Es ist deshalb verständlich, daß das zur Auslösung eines bestimmten Elektronenstromes erforderliche (nach der makroskopischen Oberflächenbeschaffenheit berechnete) Feld an der Kathode im Quecksilberlichtbogen um ein bis zwei Zehnerpotenzen kleiner sein kann und ist, als das auf Grund der Beziehungen von Schottky und Nordheim berechnete Feld.

Auf die Berechnung des Anteiles der positiven Ionen am Stromübergang haben jene Rauhigkeit und Strukturwirkungen keinen (oder einen nur sehr unbedeutenden) Einfluß. Maßgebend für den Betrag des übergehenden positiven Ionenstromes sind die an der Grenze Plasma-Kathodenschicht sich abspielenden Vorgänge. Diese Zone befindet sich aber, wie unsere Raumladebetrachtungen zeigen, in dem weit größeren Abstande von 10^{-4}–10^{-5} cm von der Kathode. Infolge der dort größeren Dichte der positiven Ionen ist auch die Strukturwirkung des Feldes viel geringer. Bei der Ermittlung des Anteiles der positiven Ionen am Stromübergang können wir also für das Feld den aus der makroskopischen Oberflächenbeschaffenheit der Kathode berechneten Wert einsetzen.

Zusammenfassung.

Da die Feldtheorie die Vorgänge der Elektronenemission an der Kathode eines Quecksilberlichtbogens restlos erklären kann, besteht vorerst kein zwingender Grund für die Annahme des Herrn Lüdi, daß der positive Ionenstrom nur oder überwiegend aus mehrfach (sechsfach) geladenen Ionen besteht. In welchem Umfange die Deutung des Zustandekommens der schnellen Moleküle im Quecksilberlichtbogen eine Mitbeteiligung der mehrfach, insbesondere sechsfach geladenen positiven Ionen am Stromübergang erfordert, ist eine zur Zeit noch offene Frage. Unter Berücksichtigung dieser Tatsachen ist der Schluß gerechtfertigt, daß der Anteil der positiven Ionen am Stromübergang im Quecksilberlichtbogen etwas größer als 2 Proz. ist, aber den Wert von 5 Proz. wohl nicht übersteigt.

(Eingegangen 23. Februar 1934.)

Erwiderung auf die Arbeit von N. N. Malov, „Zur Frage der selektiven Erwärmung der Gewebe bei Ultrakurzwellen".

(Physik. Zeitschr. **34**, 880, 1933.)

Von Hanns Pätzold.

Zu der Arbeit von Herrn Malov ist folgendes zu bemerken:

Wenn man die Notwendigkeit zugibt, daß man zum Zwecke der selektiven Tiefenwirkung für die verschiedenen Organe ein ganzes Band von Wellenlängen braucht, dann kann man nicht wegen apparatemäßiger Schwierigkeiten und wegen der Verringerung der Absolutwerte der Erwärmung mit kürzer werdenden Wellenlängen eine Grenze bei $\lambda = 8$ m ziehen und sich so auf selektive Erwärmungen von Organen besonders kleiner Leitfähigkeit beschränken, zumal ja ohne weiteres Röhrengeneratoren bis 3 m herunter mit ausreichender Leistung längst zur Verfügung stehen. Steht man dagegen auf dem Standpunkt, daß die neuen biologischen Möglichkeiten durch Schaffung eines bestimmten Temperaturgefälles zwischen den verschiedenen Organen im Körperinnern einen zu kleinen Gewinn im Hinblick auf die Verschlechterung des Wirkungsgrades gegenüber der Behandlung mit längeren Wellen ergeben, dann genügt die Verwendung einer einzigen Wellenlänge — am besten einer oberhalb 20 m — und man ist ein für allemal auf die fest vorgegebene relative Erwärmung der verschiedenen Organe zueinander angewiesen. Zu diesem zweiten Fall ist hinzuzufügen, daß Gesichtspunkte über die Größe des Wirkungsgrades für medizinische Apparate dann keine Rolle spielen, wenn sich prinzipielle medizinische Vorteile erzielen lassen, was das Beispiel der Röntgentherapie sehr gut illustriert.

Unrichtig ist es aber, unter Zugrundelegung der für Ultrakurzwellen unzulänglichen Leitfähigkeits- und Dielektrizitätskonstantenwerte zahlenmäßig bindende Schlüsse für zweckmäßige Wellenbezirke abzuleiten und Empfehlungen für diesbezügliche Apparaturen zu geben. Wie ich bereits in meiner Arbeit (Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 212, 1932) betont habe, sind an den obigen Konstanten sicherlich wesentliche Korrektionen erforderlich infolge der unberücksichtigten Frequenzabhängigkeit der Konstanten sowie ihrer Änderungen durch physiologische Verschiedenheiten von Individuum zu Individuum und im pathologischen Zustand. Diese Änderungen können das Wellenband, seinen absoluten Werten nach, gänzlich verschieben. Quantitative Folgerungen können allein auf Grund von Messungen mit so hohen Frequenzen an biologischen Geweben und Gewebsflüssigkeiten gezogen werden.

Aus diesen Gründen kann die Notwendigkeit einer Revision der früheren Schlußfolgerungen nach Kenntnis der Malovschen Arbeit nicht eingesehen werden. Zum Zwecke der weiteren Forschung ist vielmehr zu verlangen, daß Apparate mit Wellenlängenregulierung bis zu möglichst kurzen Wellen, d. h. zur Zeit bis etwa 3 m, verwendet werden.

(Eingegangen 18. Dezember 1933.)

Entgegnung auf die Erwiderung von H. Pätzold.

Von N. N. Malov.

Herr Pätzold sagt, daß die Werte der Dielektrizitätskonstante ε und der Leitfähigkeit σ der Gewebe und Flüssigkeiten des menschlichen Körpers, die nur für tiefe Frequenzen bekannt sind, bei ultrahohen Frequenzen sich ändern können.

Das ist mir sehr gut bekannt, und schon in meiner vorhergehenden Arbeit[1]) wies ich darauf hin, daß alle meine Berechnungen nur als vorläufige Ergebnisse bewertet werden sollten. Aber die Berechnungen des Herrn Pätzold[2]), der mit ähnlichen Daten über ε und σ arbeitete, erweisen sich auch als annähernde Ergebnisse, und seine Schlußfolgerungen sollte man gleichfalls nur als vorläufige Ergebnisse betrachten.

Ferner habe ich in der Arbeit geschrieben; „.... das Ziel der Diathermie ist, eine maximale Wärmeentwicklung im Gewebe zu erreichen..."

1) Physik. Zeitschr. **34**, 880, 1933.
2) Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 212, 1932.

und habe die Frage der spezifischen Wirkung der ultrahohen Frequenzen, wie auch den medizinischen Vorteil eines Temperaturgefälles zwischen den verschiedenen Körperteilen gar nicht berührt.

Die von mir berechneten Kurven zeigen aber, daß im Wellenbereich 2—4 m die Verschiedenheiten der Erwärmung einzelner Organe nicht größer, als bei längeren Wellen, z. B. im Wellenbereich 6—10 m, sind.

Danach sind die Erwiderungen des Herrn Pätzold unbegründet.

Ich meine, daß eine therapeutische Wirkung der Ultrakurzwellen nicht nur durch Wärmeentwicklung, sondern auch durch andere, noch nicht bekannte Ursachen, hervorgerufen wird. Die Untersuchung dieser Ursache, sowie auch der elektrischen Eigenschaften der Gewebe bei Ultrakurzwellen, stellt eine wichtige Aufgabe dar; aber bei dem jetzigen Stand unseres Wissens haben wir (vom physikalischen Standpunkt aus) keine genügende Grundlage, die 2—4 m Wellen den ein wenig längeren Wellen vorzuziehen.

Moskau, 14. Januar 1934.

(Eingegangen 20. Januar 1934.)

BERICHTE.

Neuere Entwicklung der Dauermagnetstähle.

Von W. Steinhaus und A. Kußmann.

Hand in Hand mit der Entwicklung der Elektrotechnik, insbesondere des Fernmeldewesens sowie der Meßtechnik, ist der Gebrauch von Dauermagneten an Stelle fremderregter Elektromagnete ständig im Wachsen begriffen. Durch eine solche Umstellung erreicht man Unabhängigkeit von fremden Stromquellen und vermeidet lästige Stromwärme, doch standen bisher einer allgemeineren Verwendung die verhältnismäßig geringe Leistungsfähigkeit der Stähle bzw. große Dimensionen und Gewichte hindernd im Wege. Auch bei Geräten, in denen schon Dauermagnete Verwendung finden, nimmt das Bedürfnis nach kleineren und geschickteren Formen und damit nach einer Verbesserung des Magnetstahls dauernd zu. Durch systematische Untersuchungen sind nun auf diesem Gebiet der Erzeugung magnetisch harter Werkstoffe in den letzten Jahren wesentliche Fortschritte erzielt worden. Da diese sowohl wegen der Ergebnisse als auch wegen des beschrittenen Weges für den Physiker von Interesse sein dürften, soll im folgenden darüber kurz berichtet werden.

Maßgebend für die Brauchbarkeit eines ferromagnetischen Werkstoffes zu Dauermagneten ist in erster Linie die Gestalt der Hystereseschleife. Würde es sich bei der Verwendung von Magnetstählen um vollständig geschlossene magnetische Kreise handeln, so wäre allein der Wert der wahren Remanenz entscheidend. Da man aber gerade von der Wirkung der Magnete nach außen Gebrauch machen will, benutzt man den Werkstoff niemals im Zustand der wahren Remanenz, sondern wegen der Entmagnetisierung durch die freien Enden bzw. den Luftspalt auf einem Punkt der Magnetisierungskurve, der zwischen Remanenz und Koerzitivkraft liegt und der um so weiter von der Induktionsachse entfernt ist, je weniger geschlossen der magnetische Kreis ist. Soll also im $\mathfrak{B}$-$\mathfrak{H}$-Diagramm in größerer Entfernung von der Induktionsachse noch eine beträchtliche Magnetisierung vorhanden sein, so ist dazu eine möglichst große Breite der Hystereseschleife, d. h. also eine möglichst hohe Koerzitivkraft erforderlich. Als Charakteristikum für die Eignung eines Magnetstahls benutzt

man daher das Produkt aus wahrer Remanenz und Koerzitivkraft und bezeichnet diesen Wert als „Güteziffer". Ein noch besseres Maß, das gleichzeitig den Verlauf der Hystereseschleife zwischen diesen beiden Punkten berücksichtigt, stellt der Wert $(\mathfrak{B} \cdot \mathfrak{H})_{max}$ dar, d. h. derjenige Punkt, für den bei günstigster Dimensionierung (kleinstem Volumen des Magneten) die Energiedichte im Außenraum den höchsten Wert besitzt.

Bei einer systematischen Untersuchung über die Verbesserungsmöglichkeiten der Stähle wären also die Bedingungen festzustellen, unter denen die beiden Kenngrößen Koerzitivkraft und Remanenz möglichst hohe Werte annehmen.

Hinsichtlich der Remanenz sind wir dabei an verhältnismäßig enge Grenzen gebunden. Ihr Wert beträgt bei magnetisch weichen polykristallinen Stoffen erfahrungsgemäß etwa drei Viertel, bei magnetisch harten Materialien etwa die Hälfte der Sättigungsmagnetisierung. Sollte es also möglich sein, die Remanenz entsprechend zu vergrößern, so wäre damit günstigstenfalls ein Gewinn von 50 Proz. zu erreichen; doch fehlen uns heute noch tiefergehende Kenntnisse über die Abhängigkeit der Remanenz vom stofflichen Aufbau. Man wird sich also hier damit bescheiden müssen, die bisher üblichen Werte nach Möglichkeit zu erhalten; dies erfordert, daß dem Eisen nicht allzu viel fremde Bestandteile zugesetzt werden, da durch jede Beimengung nichtferromagnetischer Substanzen die Sättigungsmagnetisierung und damit die Remanenz herabgesetzt wird.

Anders liegen die Verhältnisse bei der Koerzitivkraft, die bei gleichen oder ähnlichen Werkstoffen je nach der Behandlung um mehrere Größenordnungen variieren kann und die, wie man seit längerem weiß, keine dem Ferromagnetismus bzw. dem idealen metallischen Gitter eigentümliche Eigenschaft, sondern eine sekundäre Erscheinung ist. Gerade hier sind wir auch durch die Forschungen der letzten Jahre in den Stand gesetzt, die Abhängigkeit dieser Größe von ihren Ursachen, wenn nicht vollständig, so doch weitgehend zu übersehen.

Zur Lösung der Frage, an welche besonderen Bedingungen das Auftreten einer Hystereseschleife von merklicher Breite geknüpft ist, hat man früher die verschiedensten Annahmen gemacht, so über den Einfluß der mechanischen Härte, der Bildung von Atomkomplexen oder intermetallischen Verbindungen, der Korngröße und ähnlichem, Annahmen, die aber einer näheren Prüfung nicht standgehalten haben, sondern zu völlig widersprechenden Ergebnissen führten. Erst in den letzten Jahren hat man gleichzeitig von mehreren Seiten aus dieses Problem im Zusammenhang mit den bekannten magnetomechanischen Erscheinungen betrachtet und damit den anscheinend richtigen Weg zu ihrer Lösung gefunden. Der erste, der eine bestimmte kausale Beziehung zwischen interkristallinen Spannungen und der Hysterese als Arbeitshypothese postulierte, war McKeehan[1]), der auf das Verschwinden der Magnetostriktion (und damit der inneren Spannungen) und das gleichzeitige Auftreten einer hohen Anfangspermeabilität und kleinen Hysterese bei den *Ni-Fe*-Legierungen hinwies. Kußmann und Scharnow[2]) zeigten dann allgemein, daß die Koerzitivkraft immer und lediglich durch mechanische Spannungen bedingt ist, die ihre Ursache in irgendeiner Inhomogenität des Gefüges haben. Zur Stützung ihrer Hypothese konnten sie nachweisen, daß unter den beiden Typen metallischer Legierungen die Mischkristalle, d. h. also die atomaren Lösungen verschiedener Elemente, nur eine verschwindende Koerzitivkraft zeigen, während bei den heterogenen Gemengen aus Kristalliten verschiedener Zusammensetzung beträchtliche Werte auftreten, die aus den Spannungen infolge Volumenanomalien (z. B. bei verschiedenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, dem Auftreten neuer Phasen u. dgl.) herrühren.

Auch seitens der theoretischen Physik wurden ähnliche Vorstellungen über den Zusammenhang zwischen inneren Spannungen und der Gestalt der Magnetisierungskurve von den verschiedensten Autoren entwickelt [Akulov[3]), Becker[4]), Becker und Kersten[5]) u. a.]. Sie gingen von der Überlegung aus, daß in einem ferromagnetischen Kristall außer der magnetischen Energie auch die durch innere und äußere Spannungen bewirkte mechanische Energie eine Rolle spielen muß, da diese Spannungen für die Richtung des Magnetisierungsvektors Vorzugslagen bedingen und die Magnetostriktion dagegen Arbeit zu leisten hat, die dem elektromagnetischen Feld entnommen wird und eine Formänderung der Magnetisierungskurve bzw. Verbreiterung der Hystereseschleife ergibt. In Weiterentwicklung dieser Gedankengänge gelangten insbesondere Becker und Kersten[6]) zum ersten Male für Einzelfälle zu einer Vorausberechnung des Verlaufs der Magnetisierungskurve aus den magnetoelastischen Eigenschaften

1) Phys. Rev. (2) **26**, 274, 1925.
2) Zeitschr. f. Phys. **54**, 1, 1929; vgl. auch Meßkin-Kußmann, Die ferromagnetischen Legierungen, Berlin 1932.
3) Zeitschr. f. Phys. **67**, 794, 1931 u. **81**, 790, 1933.
4) Zeitschr. f. Phys. **62**, 253, 1930; Physik. Zeitschr. **33**, 905, 1932.
5) Zeitschr. f. Phys. **64**, 660, 1930.
6) l. c.

in befriedigender Übereinstimmung mit der Erfahrung. Die Bedeutung der inneren Spannungen als maßgebender Faktor für die Gestalt der Magnetisierungskurve ist demnach unumstritten, und die eingangs besprochene Aufgabe, die Koerzitivkraft zu erhöhen, ist also identisch mit der Forderung, in einem Werkstoff interkristalline Spannungen zu erzeugen bzw. die bestehenden zu vergrößern.

Eingehende Untersuchungen haben nun gezeigt, daß außer der Größe des Spannungszustandes für die Koerzitivkraft auch der Homogenitätsbereich, d. h. die Ausdehnung der als verspannt anzusehenden Bezirke, von Einfluß ist und daß insbesondere Bereiche in der Größenordnung von etwa 100 Atomabständen auf die Koerzitivkraft besonders wirksam sind, während Gitterstörungen in kleinerem Umfang oder mehr makroskopische Spannungen, wie sie durch Ungleichmäßigkeit der Abkühlung hervorgerufen werden, in ihrer Wirkung auf die Breite der Hystereseschleife wesentlich geringer zum Ausdruck kommen.

Für den vorliegenden Zweck scheiden daher makroskopische Spannungen und solche durch Kaltverformung[1]) aus, wenn auch die prinzipielle Möglichkeit, auf letzterem Wege verhältnismäßig große Werte der Koerzitivkraft zu erreichen, aus einer Arbeit von Constant[2]) hervorgeht, der an plastisch verformten *Pd-Co*-Legierungen Koerzitivkräfte von über 400 Gauß erreichte, wobei allerdings die Remanenz nur 2700 *CGS* betrug, doch stellen diese Ergebnisse einen Sonderfall dar, der zudem wirtschaftlich ohne Bedeutung ist.

Günstiger ist dagegen die Erzeugung von strukturbedingten Spannungen, die ihr Auftreten einer nicht vollständig abgelaufenen allotropen Umwandlung oder dem Vorhandensein eines heterogenen Gefüges verdanken.

Die erste Möglichkeit ist diejenige, die den bisher verwendeten einfachen und legierten Kohlenstoffstählen zugrunde liegt. Bekanntlich erleidet das Eisen bei rund 900° eine allotrope Umwandlung; die bei Raumtemperatur stabile Phase (α-Eisen) besitzt ein kubisch-raumzentriertes, die oberhalb der Umwandlungstemperatur beständige γ-Modifikation dagegen ein kubisch-flächenzentriertes Raumgitter. Während nun im reinen Eisen selbst bei sehr schroffer Abkühlung die Umwandlung aus dem γ- in den α-Zustand momentan bis zu Ende verläuft, wird bei Gegenwart von Kohlenstoff im Raumgitter der Endzustand nicht vollständig erreicht, und es entsteht ein einseitig verzerrtes (tetragonales) Raumgitter, das infolgedessen eine erhöhte Koerzitivkraft aufweist.

Die zweite Möglichkeit zur Erzeugung von Strukturspannungen, nämlich die Herstellung eines heterogenen Gefüges, wurde erst vor einigen Jahren gleichzeitig von mehreren Seiten in Angriff genommen, und zwar von Gumlich und Mitarbeitern[1]) bei hochpermeablen Legierungen, um sie für bestimmte Zwecke der Fernmeldetechnik geeigneter zu machen, und von einer Reihe anderer Autoren wie Köster[2]), Wasmuth[3]), Seljesater und Rogers[4]) für Dauermagnetstähle. Zum besseren Verständnis müssen wir an einige Grundlagen der Metallkunde erinnern.

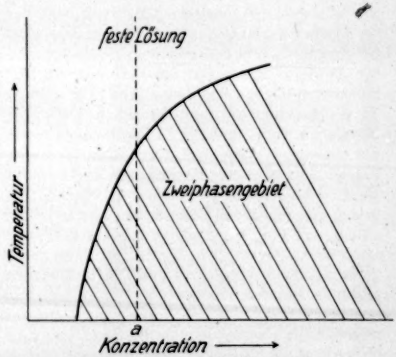

Abb. 1. Begrenzte Löslichkeit.

Betrachten wir ein Zweistoffsystem mit einer Mischungslücke, die sich mit steigender Temperatur verändert (siehe Abb. 1), so läßt sich bei Legierungen in der Nähe der Phasengrenze (Konzentration *a*) durch Erwärmen und Abkühlen die Umwandlungslinie so überschreiten, daß wir abwechselnd feste Lösung, d. h. nur eine einzige Kristallart oder ein heterogenes Gemenge mit zwei Kristallarten haben. Die Erfahrung zeigt nun, daß die Einstellung des Gleichgewichts bei diesen Umwandlungen Zeit braucht und durch rasche Abkühlung unterdrückt werden kann. Schrecken wir also eine derartige Legierung aus dem Gebiet der Mischkristalle auf Raumtemperatur ab, so bleibt die

1) Dahl, Sprung und Pfaffenberger konnten durch extrem hohe plastische Verformung die Neigung der Magnetisierungsschleife bestimmter ternärer *Ni-Fe-Al*-Legierungen stark variieren und erhielten so Werkstoffe mit extrem kleiner Remanenz und hoher Stabilität (Isoperme); vgl. Zeitschr. f. techn. Phys. **15**, 99, 1934.

2) Phys. Rev., **34**, 1217, 1929; **36**, 1654, 1930.

1) El. Nachr. Technik **7**, 234, 1930.

2) Vgl. Stahl und Eisen **53**, 849, 1933.

3) Arch. Eisenhüttenwesen **5**, 45, 1931/32.

4) Trans. Amer. Soc. Steel Treat. **19**, 553, 1932.

zweite Phase zunächst instabil in Lösung. Erst durch nachträgliche Wärmebehandlung läßt sich dieser labile Zustand unter Ausscheidung des Zusatzes in zunächst sehr hochdisperser Form, d. h. mit großer verspannender Oberfläche, in das stabile Gleichgewicht überführen.

Die diese Wärmebehandlung begleitenden magnetischen Änderungen lassen sich unschwer voraussagen. Im abgeschreckten Zustand, d. h. in der festen Lösung, haben wir schmale Hystereseschleifen mit hoher Permeabilität und geringer Koerzitivkraft zu erwarten, während nach der Ausscheidung infolge der Heterogenität des Gefüges große Koerzitivkraft und geringe Permeabilität auftreten müssen, wobei die erreichte Wirkung einmal abhängig ist von der Größe der auftretenden Spannungen, d. h. von Menge und Form der Ausscheidungen (in Abhängigkeit von der chemischen Zusammensetzung, Anlaßdauer und -temperatur), sodann aber auch von der spezifischen Eignung des Grundmaterials, so daß bei gleicher Größe und gleichem Homogenitätsbereich der Spannungen die Verbreiterung der Hystereseschleife verschieden groß sein wird.

Untersuchungen von Gumlich und Mitarbeitern an *Ni*- und *Ni-Fe*-Legierungen sowie der genannten anderen Autoren über die Legierungen des Eisens mit vergütbaren Zusätzen wie *Be, P, Ti, As, Cu* usw. haben nun ergeben, daß in den meisten dieser Legierungsreihen selbst im günstigsten Fall keine größeren Koerzitivkräfte als etwa 50–60 Gauß auftreten, mit Ausnahme allerdings der Systeme *FeW* und *FeMo*, bei denen schon in binären Legierungen Verbreiterungen der Hystereseschleife um 100 bis 200 Gauß erreichbar sind, wobei jedoch die Remanenz und daher auch die Güteziffer unbefriedigend bleibt.

Im Verlauf weiterer Untersuchungen, wie sie insbesondere von Köster bei den Vereinigten Stahlwerken im großen Maßstabe durchgeführt wurden, hat sich dann ferner gezeigt, daß bei ternären Legierungen, insonderheit bei Zusatz von Kobalt zu den beiden letztgenannten Systemen, erheblich günstigere Werte der Güteziffer erzielt werden können und daß man auf diese Weise Dauermagnetstähle auf der Basis der Ausscheidungshärtung herstellen kann, die den Werten der älteren hochlegierten Kohlenstoffstähle (35prozentiger Kobaltstahl) gleichkommen bzw. sie sogar übertreffen.

Als ein Beispiel der von Köster durchgeführten Untersuchungen zeigt so Abb. 2 die Hystereseschleifen zweier *Fe-Co-Mo*-Legierungen nach dem Abschrecken von 1300° und nach Anlassen bei der günstigsten Anlaßtemperatur von etwa 700°. Wie ersichtlich, ist die Koerzitivkraft der einen Legierung im angelassenen Zustand bis etwa 300 Gauß gestiegen bei einer Remanenz von etwa 10000 *CGS*, woraus sich also die außerordentlich günstige Güteziffer von

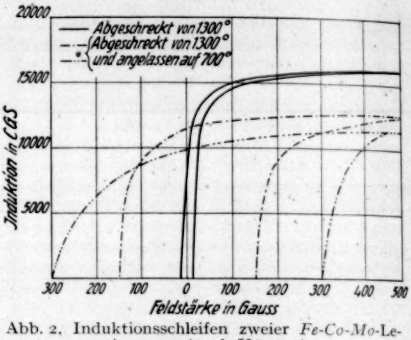

Abb. 2. Induktionsschleifen zweier *Fe-Co-Mo*-Legierungen (nach Köster).

$3 \cdot 10^6$ errechnet. Die Gefügeänderungen derartiger Legierungen sind aus den Abb. 3 und 4 (im abgeschreckten Zustand Mischkristalle, im angelassenen Zustand durch die feinverteilten Ausscheidungen dunkel erscheinendes heterogenes Gefüge) deutlich zu erkennen. Auf die Eigenschaften dieser Stähle kommen wir weiter unten noch zurück.

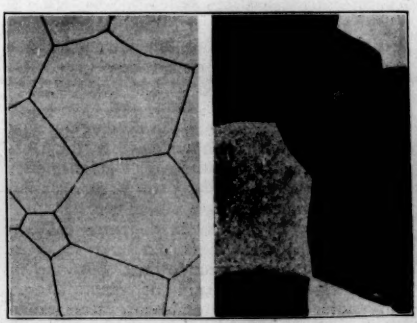

Abb. 3. Gefüge nach dem Abschrecken von 1300.

Abb. 4. Gefüge nach dem Abschrecken von 1300, angelassen bei 700°.

Zu diesen Aushärtungsstählen gehören nun auch die vor etwa zwei Jahren bekannt gewordenen Mishimastähle (MK-Stähle)[1]. Bei einer Untersuchung der irreversiblen *Ni-Fe*-Legierung mit rund 25 Proz. *Ni* und Aluminiumzusatz fand Mishima, daß bei 12 Proz. *Al* die Temperaturhysterese gerade verschwindet und daß ferner

1) Vgl. Stahl und Eisen **53**, 79, 1933.

ein derartiger Werkstoff eine extrem hohe Koerzitivkraft von mehreren hundert Gauß besitzt. Auf Grund thermischer, mikrographischer und magnetischer Untersuchungen ergibt sich, daß auch hier Aushärtungsvorgänge der oben besprochenen Art wirksam sind, wenn auch die Erscheinungen durch die Überlagerung mit einer gleichzeitigen Gitterumwandlung wesentlich komplizierter und in ihren Einzelheiten noch nicht ganz geklärt sind.

Legt man durch das über dem Konzentrationsdreieck *Ni-Fe-Al* errichtete Konstitutionsmodell einen vertikalen ebenen Schnitt, so erhält man nach Köster das in Abb. 5 skizzierte Dia-

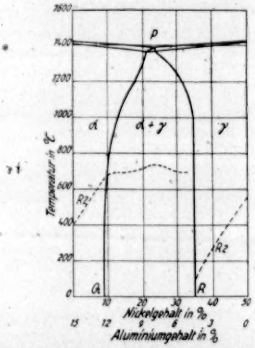

Abb. 5. Schnitt durch das Konstitutionsmodell *Ni-Fe-Al*.

gramm. Es läßt erkennen, daß links der Linie PQ das sich nach steigenden Temperaturen hin stark verbreiternde Zustandsgebiet eines α-Mischkristalls, rechts der Linie PR dagegen ein γ-Gebiet liegt, während zwischen PQ und PR beide Phasen gleichzeitig vorkommen. Eine von hohen Temperaturen kurz unterhalb der Schmelzkurve abgeschreckte Legierung, deren Zusammensetzung nahe dem Punkte P entspricht, würde also, wenn sie die Phasengrenze glatt überspringen könnte, im homogenen Mischkristallzustand erhalten werden und erst durch Anlassen in das Gleichgewichtsgefüge $(\alpha+\gamma)$ überführt werden können. Abweichend von dem bisher Besprochenen sind nun aber bei diesen Legierungen die Umwandlungen nicht vollkommen unterdrückbar, sondern selbst bei schneller Abkühlung des Mischkristalls tritt die heterogene Aufspaltung und damit eine Vergrößerung der Koerzitivkraft ein, die mit 500–600 Gauß beträchtliche Werte erreicht, so daß diese Legierungen schon im Gußzustand ohne weitere Wärmebehandlung trotz ihrer vergleichsweise niedrigeren Remanenz als Dauermagnetstähle hervorragend geeignet sind. Selbstverständlich hängt das Gefüge und damit die erreichten Eigenschaften von der chemischen Zusammensetzung und von der Abkühlungsgeschwindigkeit ab, und weiterhin läßt sich durch Zusätze und ein geeignet geleitetes Anlassen auch hier noch eine weitere Verbesserung erzielen.

Ein anschauliches Bild von den Eigenschaften der neuen auf Ausscheidungshärtung beruhenden Stähle im Vergleich mit älteren legierten Kohlenstoffstählen zeigt die Abb. 6, in der die Entmagnetisierungskurven von drei MK-Stählen, zwei Aushärtungsstählen auf der Basis des Eisens mit Zusatz von Schwermetallen

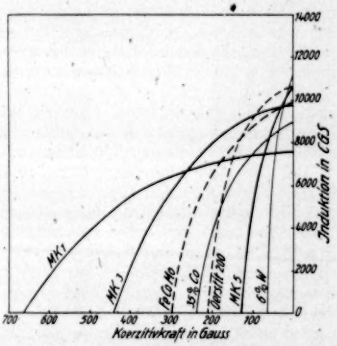

Abb. 6. Entmagnetisierungskurven älterer und neuerer Dauermagnetstähle.

(Oerstit) sowie eines älteren Kobaltstahls und eines Wolframstahls aufgeführt sind. Die entsprechenden Güteziffern sind in der Zahlentafel zusammengestellt. Sie lassen den Fortschritt gegenüber den älteren Stählen, d. h. die Verringerung des Gewichts bzw. bei gleichem Gewicht die wesentlich höhere Leistung unschwer erkennen.

Zahlentafel.

Magnetische Eigenschaften von Dauermagnetstählen.

Werkstoff	Koerzitivkraft $\mathfrak{H}_c$	Remanenz $\mathfrak{B}_r$	$\mathfrak{B}_r \cdot \mathfrak{H}_c$	$(\mathfrak{B}\cdot\mathfrak{H})_{max}$
MK 1	660 Gauß	7600 *CGS*	$5{,}0 \cdot 10^6$	$2{,}2 \cdot 10^6$
MK 3	440 Gauß	9800 *CGS*	$4{,}3 \cdot 10^6$	$1{,}7_5 \cdot 10^6$
MK 5	130 Gauß	10800 *CGS*	$1{,}4 \cdot 10^6$	$0{,}5_5 \cdot 10^6$
FeCoMo	300 Gauß	9800 *CGS*	$2{,}9 \cdot 10^6$	$1{,}3_8 \cdot 10^6$
Oerstit 200 ..	210 Gauß	10500 *CGS*	$2{,}2 \cdot 10^6$	$1{,}0_5 \cdot 10^6$
35 Proz. *Co*-Stahl	240 Gauß	9000 *CGS*	$2{,}2 \cdot 10^6$	$0{,}9_5 \cdot 10^6$
6 Proz. *W*-Stahl	65 Gauß	11000 *CGS*	$0{,}7 \cdot 10^6$	$0{,}3 \cdot 10^6$

Die andersartige Konstitution der Aushärtungsstähle bedingt weiterhin auch ein anderes Allgemeinverhalten in Herstellung, Anwendbarkeit und Wirtschaftlichkeit, das aber hier nur ganz kurz gestreift werden kann. Im Gegensatz zu den Kohlenstoffstählen, die ihre hohe mechanische und magnetische Härte durch rasches Abschrecken von hohen Temperaturen erhalten, besitzen die Aushärtungsstähle der erstgenannten Gruppe nach dem Abschrecken von hohen Temperaturen ein völlig homogenes Gefüge (vgl. Fig. 3) und sind in diesem Zustande sowohl durch spanlose als auch durch spanabhebende Bearbeitung leicht verformbar. Erst beim Anlassen bekommen sie, verbunden mit der magnetischen, auch eine größere mechanische Härte, ohne daß jedoch bei diesem Anlaßprozeß Formänderungen auftreten, wie sie bei der Härtung von Stählen alter Art vorkommen und häufig sogar zu einem Aufreißen führen können. Infolgedessen ist der bei der Herstellung anfallende Ausschuß verhältnismäßig gering.

Bei den Aluminiumnickelstählen hingegen ist im Gußzustand schon ein heterogenes Gefüge und eine außerordentliche Härte vorhanden. Diese Werkstoffe sind daher ausschließlich für Formguß bestimmt und lassen sich nicht mit spanabhebenden Werkzeugen bearbeiten, sondern können nur noch auf Form geschliffen werden. Sie haben den Vorzug, daß sie nach dem Gießen bereits im wesentlichen die gewünschten magnetischen Eigenschaften besitzen, so daß also bei richtiger Führung des Abkühlungsprozesses eine weitere thermische Behandlung nicht unter allen Umständen erforderlich ist. Als wirtschaftlich bedeutungsvoll gegenüber den älteren Kobaltstählen, aber auch den ausscheidungsgehärteten Oerstit-Legierungen mit ihrem verhältnismäßig hohen *Co*-Gehalt ist ferner ihr geringer Preis anzusehen.

Ein allgemeiner Vorzug der Aushärtungsmagnetstähle gegenüber den Abschreckstählen ist weiterhin ihre Temperaturbeständigkeit. Während die letztgenannten schon beim Anlassen auf 100–200° infolge der Umsetzung des Gefügebestandteils Martensit deutliche Verschlechterungen der magnetischen Eigenschaften zeigen, lassen sich die Aushärtungsstähle bis auf Temperaturen von 500–600° erwärmen, ohne daß eine andere Wirkung als gegebenenfalls eine weitere Aushärtung und damit eine größere Koerzitivkraft und Verbesserung eintreten könnte. Erst beim Anlassen auf noch höhere Temperaturen oberhalb 700–800° gehen dann auch die in diesen Stählen durch das heterogene Gefüge erzeugten Spannungen durch Koagulation der ausgeschiedenen Partikel oder durch einfachen thermischen Ausgleich wieder zurück, so daß auch hier die Güteziffer stark abnimmt.

Schließlich soll nicht unerwähnt bleiben, daß infolge der hohen Koerzitivkraft der ausscheidungsgehärteten Magnetstähle auch eine wesentlich geringere Empfindlichkeit gegen Erschütterungen und Fremdfelder besteht.

Zusammenfassung.

Die metallphysikalischen Grundlagen und die Eigenschaften der neueren, auf Ausscheidungshärtung beruhenden Dauermagnetstähle werden besprochen.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. März 1934.

(Eingegangen 9. April 1934.)

BESPRECHUNGEN.

Felix Auerbach, Das naturwissenschaftliche Weltbild. Kl.-8°. 135 S. Mit 53 Textabbildungen. Berlin-Lichterfelde 1933. Hugo Bermühler Verlag. Leinen geb. RM 4.80.

Der Titel des Buches ist irreführend. Es enthält eine gedrungene Darstellung der physikalischen Grundbegriffe und erscheint so als erweiterte Bearbeitung von des Verfassers „Grundbegriffe der modernen Naturlehre". Erst zum Schluß hin zeichnet er mit wenigen Strichen etwas wie ein Weltbild.

Die Darstellung ist mehr mitteilend als entwickelnd, oft nur andeutend. Leider fehlt ein Inhaltsverzeichnis und das bei derartigen Büchern notwendige Sachverzeichnis. R. Viohl.

Pierre Bricout, Microénergétique. Préface de M. Ch. Fabry. Tome I, Introduction. VI und 303 S. Mit 34 Abb. Tome II, Les théories et les faits. 429 S. Mit 88 Figuren. Paris 1932. Gauthiers-Villars. Brosch. Fr. 100.—.

Unter „Microénergétique" versteht der Autor nichts anderes als die Physik des Atoms und Moleküls, und das vorliegende Werk hat zur Aufgabe, eine in sich geschlossene Darstellung der Erscheinungen und ihrer theoretischen Erklärungen zu geben. Man könnte dies Buch ein modernes Lehrbuch der Atomphysik nennen, das sich ganz auf der Wellen- und Quantenmechanik aufbaut (wobei es auf die Grenzen und Schwierigkeiten dieser modernen Betrachtungsweisen hinweist). Auf die Erscheinungen der zusammenhängenden Materie wird nicht eingegangen.

Der Stoff ist in vier große Kapitel unterteilt. Das 1. Kapitel behandelt die mathematischen Grundlagen, die für die formelmäßigen Entwicklungen der Theorien nützlich sind (Matrizen, Vektoren und Tensoren, orthogonale Funktionen, Fouriersche Reihen und Integrale, Variationsrechnung, kanonische Gleichungen; Differentialgleichungen zweiten Grades, Statistiken). Auf Vollständigkeit der Beweise wird hierbei kein besonderes Gewicht gelegt. Das 2. Kapitel beschreibt in gedrängter Form und sehr schematisch (in manchen Punkten leider nicht genügend exakt) die wichtigsten experimentellen Methoden und deren Ergebnisse (die Elementarteilchen; elektromagnetische Wellen; Energieaustausch zwischen Materie und Strahlung, also Spektren, Photoeffekt usw.; moderne Vorstellungen über die Konstitution von Materie und Strahlung, ihre Begründung vom experimentellen Standpunkte aus, z. B. Bohrsches Modell, Elektronenspin, Pauli-Prinzip usw.). Das 3. Kapitel enthält die Prinzipien und Methoden der „Microénergétique", zuerst, nach einem einleitenden Abschnitt über die klassischen verallgemeinerten Gleichungen der Mechanik und Elektrodynamik, die der klassischen Quantentheorie, dann die der Wellenmechanik und schließlich die der Quantenmechanik. Den Abschluß bilden Ausführungen, über den Zusammenhang zwischen Wellen- und Quantenmechanik und über die Diracsche Theorie, jedoch ohne Eingehen auf die tieferen Probleme.

Im letzten Kapitel werden die entwickelten Methoden auf einige Probleme der Elementarbausteine der Materie angewandt: Beugung der Elektronen, der Spin des Elektrons, Wasserstoffatom, Zeeman- und Stark-Effekt, Moleküle, Radioaktivität, Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie, Stoß.

Diese Gliederung des Stoffes wird gerade vom Studierenden besonders begrüßt werden; finden wir doch neben der Theorie und ihren Anwendungen die mathematischen und experimentellen Grundlagen, wenn auch gedrängt, so doch einheitlich in einem Werke zusammen. Wie das Inhaltsverzeichnis zeigt, wird dabei nicht schon bei den einfachsten Problemen haltgemacht. So bildet das Werk eine gute Vorbereitung für das Studium der Originalliteratur, die sich auch größtenteils in dem Werke zitiert findet.

Die Darstellung ist trotz der knappen Fassung klar und leicht lesbar. Kurze Übersichten, als Einleitungen zu den einzelnen Abschnitten, lassen die größeren Zusammenhänge leichter erkennen. Da in der französischen Physikliteratur noch kein ähnliches Werk existiert, füllt das vorliegende Buch, besonders in seinem mathematischen Teil, in bester Weise eine Lücke aus. H. S.

W. Kuhn und K. Freudenberg, Drehung der Polarisationsebene des Lichtes. Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Hrsg. von A. Eucken und K. L. Wolf. Bd. 8. Abschnitt III. II. und 142 S. Mit 37 Abb. Leipzig 1932. Akadem. Verlagsgesellschaft. RM 12.80.

Für die Behandlung der natürlichen Drehung der Polarisationsebene in ihrem im Erscheinen begriffenen Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik hätten die Herausgeber kaum kompetentere Mitarbeiter finden können als W. Kuhn und K. Freudenberg, denen ja bekanntlich beiden ein sehr großes Verdienst um die modernste Entwicklung dieses oft recht verworren erscheinenden und für die Chemiker so wichtigen Gebietes gebührt. Vom physikalischen Standpunkte aus interessiert hier besonders die Kuhnsche Theorie der optischen Aktivität, die in der Tat eine große Reihe von bekannten und nur experimentell begründeten Gesetzmäßigkeiten erklären kann, und die in dem vorliegenden Werke in besonders schöner und leicht verständlicher Weise entwickelt wird.

In den ersten zwei Kapiteln werden das Auftreten der Aktivität (asymmetrisches C-Atom, Molekülasymmetrie usw.), die Razemate, die Darstellung aktiver Stoffe und die ersten Ansätze einer Theorie (Drude u. a.) besprochen. Das dritte Kapistel ist ganz der von Ansätzen von Born und Oseen ausgehenden Theorie von Kuhn gewidmet (der erste Paragraph behandelt die älteren Ansätze, der letzte noch die ergänzenden wellenmechanischen Betrachtungen). Das letzte Kapitel beschäftigt sich mit den Zusammenhängen zwischen Aktivität und chemischer Konstitution und gibt den Vergleich zwischen Theorie und Experiment (chemische Methoden, Vizinalregel, Entfernungsregel, Verschiebungsregel, äußere Einflüsse usw.).

Die klare, logisch entwickelte und auch in den mathematischen Ableitungen recht vollständige Darstellung machen das Werk für Chemiker wie Physiker gleich interessant und wertvoll. Da dieser Teil des Gesamtwerkes einzeln käuflich ist, wäre vielleicht ein gesondertes Register für diesen Teil willkommen.

Etwas verwunderlich erscheint lediglich die Tatsache, daß ungefähr zur gleichen Zeit in einem anderen größeren Werke (Stereochemie) vom gleichen Verfasser ein ungefähr gleicher Beitrag (viele Stellen sind wörtlich dieselben) erscheint. H. S.

Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. XVII, 2 und 3: Technische Akustik. Hrsg. von E. Waetzmann. Leipzig 1934. Akademische Verlagsgesellschaft. Erster Teil: XVI und 538 S. Mit 245 Abb. RM 42.—, Leinewand RM 44.—. Zweiter Teil: XII und 434 S. Mit 195 Abb. RM 34.—, Leinewand RM 36.—.

Noch bis vor kurzem galt die Akustik als ein nicht weiter entwicklungsfähiges Wissensgebiet. Erst durch die Anforderungen der Kriegstechnik und späterhin durch die Entwicklung von Radio und Tonfilm wurde eine Anzahl Forscher veranlaßt, sich wieder eingehend mit den Fragen der Akustik zu beschäftigen. Die Ergebnisse dieser Arbeiten sind über die wissenschaftliche Zeitschriftenliteratur verstreut. Wir besitzen zwar eine Anzahl vorwiegend theoretisch gehaltener Lehrbücher sowie kurze Zusammenstellungen über Probleme der modernen Akustik, doch fehlte es bisher an einer ausführlichen zusammenfassenden Darstellung der neueren Arbeiten auf dem Gebiete der Akustik und ihrer Anwendungen. Das Erscheinen einer „technischen Akustik" im Wien-Harmsschen Handbuch der Experimentalphysik ist darum sehr zu begrüßen. Der Herausgeber des Buches, der bekannte Akustiker E. Waetzmann, hat zur Mitarbeit die bewährtesten Fachleute herangezogen.

Die Fülle des Stoffes, der in zwölf Kapitel gegliedert ist, macht es erforderlich, das Buch in zwei Halbbände zu unterteilen.

Im einleitenden Kapitel Grundbegriffe der technischen Akustik von K. Schuster ist die Aufgabe, die wichtigsten Gesetze und Formeln der technischen Akustik abzuleiten, gut gelöst. Besonderer Wert ist auf die Herausarbeitung der mechanisch-akustischen Grundbegriffe gelegt. — Erwin Meyer zeigt in der akustischen Meßtechnik den neuesten Stand der Methoden und Instrumente zur Messung der Schallintensität, Lautstärke und Schwingungszahl, zur Bestimmung akustischer Widerstände und zur Durchführung der Klanganalyse. Dabei wird nicht nur mit dem Gebrauch der Instrumente bekanntgemacht, sondern auch jeweils eine klare Definition der zu bestimmenden Größen gegeben. Diese sowie die dafür eingesetzten Bezeichnungen werden dann erfreulicherweise durch das ganze Buch beibehalten. — Im Kapitel III werden die für die Akustik wichtigsten Instrumente: Mikrophone, Telephone und Lautsprecher, beschrieben. Die Mikrophone sind von E. Lübcke, die Telephone von W. Geffcken und H. Heisig, die Lautsprecher von H. Stenzel bearbeitet. — Das an sich sehr lesenswerte Kapitel Elektroakustische Wändler von H. Hecht und F. A. Fischer, das erstmalig die elektroakustischen Energieumsetzungen einheitlich vom analytischen Standpunkt darstellt, geht vielleicht etwas über den Rahmen des Werkes hinaus, nachdem im vorhergehenden Kapitel die Theorie der verschiedenen Typen von elektroakustischen Sendern und Empfängern in Zusammenhang mit den praktischen Ausführungsformen besprochen worden ist. — Im V. Kapitel wird von H. Hecht und F. A. Fischer auf die Ausbreitung des Schalls im freien Medium und ihre für die See- und Luftschiffahrt so wichtigen Anwendungen: Signalübermittlung, Peilung und Echolotung, eingegangen. Mit besonderer Ausführlichkeit werden die Richteigenschaften der Strahler und Empfänger behandelt. Die Ausbreitung des Schalls im Erdboden wird nur gestreift. — Den Schluß des ersten Bandes bildet eine von M. J. O. Strutt verfaßte, großzügige Darstellung der Raumakustik. Die Anforderungen an Räume guter Hörsamkeit werden besprochen, die Nachhallgesetze abgeleitet und an Hand vieler Beispiele geprüft, Maßnahmen zur Konstruktion und zur Verbesserung von Wiedergaberäumen gezeigt.

Die für die Technik immer wichtiger werdende Lärmbekämpfung wird von R. Berger im Kapitel VII behandelt. Anschaulich werden die Grundlagen der Bekämpfung von Lärm und Erschütterungen dargestellt und Lösungen für die Lärmabwehr in der Praxis gezeigt. — Im Kapitel Medizinische Akustik werden die akustischen Eigenschaften des Stimm- und des Hörorgans von B. Langenbeck vom Standpunkt des Mediziners erörtert. Besonders die technischen Hilfsmittel zur Beobachtung dieser Organe und ihrer krankhaften Veränderungen werden gezeigt. Die Beschreibungen physikalischer Hilfsmittel und Methoden, wie etwa der stroboskopischen Beobachtung, sind wohl etwas zu ausführlich behandelt. Im dritten Abschnitt geht F. Trendelenburg in klarer Form auf das Abhören von Körperschall ein. Instruktive Oszillogramme veranschaulichen die Bedeutung dieser Methode für die ärztliche Diagnose. — Das Kapitel IX, Musikinstrumente, von H. Backhaus bringt die Theorie der Tonentstehung, das Zusammenwirken der einzelnen Teile der Instrumente, die Aufnahme von Klangspektren, die Bedeutung der Formanten für die Klangfarbe, Hinweise auf die noch wenig erforschten Ein- und Ausschwingvorgänge. — Im ersten Abschnitt des folgenden Kapitels werden von H. Salinger die Fragen der Fernübertragung von Schall auf Leitungen in ihren Grundzügen dargestellt. Im zweiten Abschnitt wird die Übertragung auf drahtlosem Wege von H. J. v. Braunmühl gebracht. Besonderer Wert ist dabei auf die Verhältnisse im Senderaum und auf die Art und Aufstellung der Mikrophone gelegt. — Der Schallplattentechnik ist ein besonderes Kapitel gewidmet, hat doch diese seit der Erfindung der elektrischen Plattenschneider und Tonabnehmer einen bedeutenden Aufschwung genommen. Erwin Meyer zeigt anschaulich die verschiedenen Systeme und geht auch auf die Herstellung der Schallplatten ein. Eine zweckmäßige Ergänzung ist die Beschreibung der zwar schon seit langem bekannten, aber erst neuerdings technisch entwickelten magnetischen Tonaufzeichnung und -wiedergabe. — Das letzte Kapitel von F. Fischer und H. Lichte unter Mitarbeit von P. Kotowski und A. Narath behandelt den Tonfilm. Die Verfasser haben bewußt von der Beschreibung aller technischen Einzelheiten abgesehen. Ein modernes Aufnahme- und ein Wiedergabegerät sind selbstverständlich dargestellt. Dafür sind die den Physiker vor allem interessierenden Vorgänge der Umwandlung des Schalles in Helligkeitsunterschiede und die Umkehrung dieser Vorgänge besonders herausgearbeitet.

Die Verwendung von Kleindruck für die in erster Linie für den Spezialisten bestimmten Stellen und ein ausgezeichnetes Register erleichtern das Studium des Werkes.

Das Buch ist eine erschöpfende Darstellung der technischen Akustik. Es ist dem Herausgeber gelungen, die einzelnen Abschnitte so gegeneinander abzugleichen, daß das Buch trotz seiner Vielfältigkeit ein einheitliches Ganzes darstellt. Sowohl der Forscher wie der Praktiker werden darin in allen Fragen der technischen Akustik Auskunft erhalten und auch Anregungen und neue Wege zur Weiterarbeit sowohl auf theoretischem wie auf technischem Gebiet finden. E. Großmann.

NACHRICHTEN.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Marburg Dr. Rudolf Tomaschek zum ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Dresden, der Privatdozent für Chemie insbesondere Biochemie an der Universität München Dr. Wolfgang Grassmann zum a. o. Professor ebenda, der Privatdozent an der Universität Göttingen Oberstudiendirektor Professor Dr. Walter Lietzmann zum Honorarprofessor für Mathematik.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Physik an der Universität Wien Dr. Gustav Jäger, der ord. Professor für angewandte Chemie an der Universität Erlangen Geh. Regierungsrat Dr. Max Busch.

Gestorben: Der Gründer der Fachgruppe für chemisches Apparatewesen („Decherno") Ehrensenator Dr. phil. Dr. Ing. e. h. Max Buchner in Hannover-Seelze, der ord. Professor für Technische Physik an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Friedrich Quincke.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.